



TITLE:

高周波電流駆動における高速電子  
の形成と速度分布関数(  
Dissertation\_全文)

AUTHOR(S):

小椋, 一夫

---

CITATION:

小椋, 一夫. 高周波電流駆動における高速電子の形成と速度分布関数. 京都大学, 1989, 理学博士

ISSUE DATE:

1989-05-23

URL:

<https://doi.org/10.14989/doctor.k4314>

RIGHT:

# 学位申請論文

小椋 一夫



題目

「高周波電流駆動における  
高速電子の形成と速度分布関数」

小椋 一夫

## 目次

### 第 1 章 まえがき

### 第 2 章 高周波による電流駆動の理論

- § 2.1 プラズマ波動
- § 2.2 プラズマ波動の吸収
- § 2.3 低域混成波 ( L H W )
- § 2.4 電子サイクロトロン波 ( E C W )
- § 2.5 高周波電流駆動の理論
- § 2.6 高周波電流駆動効率と高速電子損失
- § 2.7 高周波電流駆動と高速電子速度分布関数
- § 2.8 直流電場の存在する場合の高周波電流駆動

### 第 3 章 X 線計測による高速電子速度分布関数の評価

- § 3.1 プラズマからの X 線輻射と高速電子速度分布関数
- § 3.2 制動輻射
- § 3.3 輻射再結合による輻射
- § 3.4 高速電子速度分布関数のモデル
- § 3.5 X 線角度分布  
(測定結果とモデル計算との比較)

### 第 4 章 実験

- § 4.1 実験装置
  - 4.1.1 主な実験装置
  - 4.1.2 硬 X 線計測装置

## § 4.2 実験結果

### 4.2.1 高周波トカマク実験 1

(高周波トカマクの形成)

### 4.2.2 高周波トカマク実験 2

(高速電子の形成)

### 4.2.3 高周波トカマク実験 3

(L H W 駆動電流の分布と  $Z_{eff}$  の評価)

### 4.2.4 高周波トカマク実験 4

(電流上昇効率と高速電子損失)

### 4.2.5 高周波トカマク実験 5

(準定常電流駆動効率と高速電子損失)

### 4.2.6 高周波トカマク実験 6

(高速電子速度分布関数)

### 4.2.7 L H W による定常電流駆動時の高速電子速度分布関数

### 4.2.8 E C W による定常電流駆動時の高速電子速度分布関数

## 第 5 章 実験結果の考察

### § 5.1 L H W 電流駆動効率の高速電子損失に対する依存性の考察

(L H W 電流駆動効率のプラズマ電流と装置サイズに対する依存性)

### § 5.2 L H W 電流駆動時の高速電子速度分布関数に対する考察

(高速電子損失と逆電場の影響の考察)

## 第 6 章 まとめ

## 謝辞

## A p p e n d i x . 1

制動輻射微分断面積（電子－イオン衝突）

## A p p e n d i x 2

制動輻射微分断面積（電子－電子衝突）

## 参 考 文 献

## 図 の 説 明

図



## 第1章 まえがき

近年、高温プラズマを閉じ込めるトカマク装置において、高周波（RF）による非誘導電流駆動の実験的<sup>1-17)</sup>及び理論的<sup>18-23)</sup>研究が精力的に進められており、著しく進歩してきた。通常のトカマク装置はジュール加熱（OH）用トランスを使って誘導電場を加えてトロイダル電流を流し、そのトロイダル磁場によってプラズマを閉じ込めている。このため、本質的にパルスのみしか運転できない。高周波による電流駆動はこの難点を克服し、トカマクの定常運転を可能にするものである。高周波電流駆動の実験的検証は、最初に低域混成波（LHW）による電流駆動（LHCD）によりなされた。まず（I）OHプラズマ放電中にLHWを重畳し、誘導電場により駆動されている電流 $I_{OH}$ の一部を高周波駆動電流 $I_{RF}$ で置き換える実験<sup>1)</sup>が報告された。つぎに（II）OHプラズマ生成後、OH電力を遮断し、LHWを入射して、 $I_{OH}$ の全部を $I_{RF}$ で置き換えて、高周波電力のみで定常電流を駆動し、トカマプラズマを保持する（LHCS）実験がWT-2<sup>2)</sup>とPLT<sup>3)</sup>により報告された。この時、高周波電力が十分大きいと、 $I_{RF}$ は時間的に増加（ランブアップ）していき、高周波電力の一部がトロイダル磁場エネルギーに変換される。<sup>4-7)</sup>さらに（III）初期プラズマを高周波放電で生成し、これにLHWを入射することにより、OH電力をまったく使用しないで、高周波電力のみでトロイダル電流を立ち上げ、保持出来ることが実験的に示された。<sup>8-13)</sup>この様に、高周波電力のみで生成保持したトカマク放電を高周波トカマクと仮称する。高周波トカマクはWT-2<sup>8)</sup>で初めて示され、他のトカマク装置においても確認された。<sup>10-12)</sup>高周波トカマク装置は、通常のトカマク装置では欠くことの出来ないOH用トランスを省くことが出来るので、装置設計上の自由度が増し、トカマクのコンパクト化、高性能化に大きく寄与すると思われる。以上はLHWによる電流駆動実

験であるが、最近 (IV) 加熱機構のまったく異なる電子サイクロトロン波 (ECW) による電流駆動 (ECD) の実験が、WT-2<sup>14)</sup> 及び WT-3<sup>16)</sup> により報告され注目を集めている。

(I) ~ (IV) の実験において、高周波電流駆動時には、高速電子の存在が確認されており、高周波電流駆動において重要な役割を演じる。プラズマ波動は共鳴条件

$$\omega - k_{\parallel} v_{\parallel} = n \Omega \quad (n = 0, 1, 2, \dots)$$

を満たす粒子との無衝突相互作用により、波動 - 粒子間でエネルギーや運動量の受渡しを行う。ここで、 $\omega$ 、 $k_{\parallel}$  はそれぞれ波動の角周波数と波数ベクトルの進行方向成分、 $\Omega$  は粒子のサイクロトロン周波数である。電流駆動の理論によれば、(I) ~ (III) の LHCD においては、 $n = 0$  のランダウ減衰により、磁力線に沿って一方向に進む波動の運動量をプラズマ電子に与え、その方向に走る高速電子流つまりトロイダル電流を生成する。(IV) の ECD においては、 $n \neq 0$  の電子サイクロトロン減衰により、磁力線方向の一方向に走る電子のみを選択的に加熱して、その方向に非対称な速度分布関数を生成し、トロイダル電流を流す。この様に、LHCD と ECD においては、非対称な電子速度分布関数を生成するが、LHCD では電子を磁力線と平行に加速し、ECD では電子を磁力線と垂直に加速するため、生成された速度分布関数は異なったものと予測される。高速電子の速度分布関数を知ることにより、電流駆動機構及びその違いを明かに出来、さらに高周波電流駆動の重要なパラメータである電流駆動効率を調べることも可能となる。ここで、電流駆動効率とは、電子に吸収された高周波電力 (密度)  $P_{\omega}$  が電子の流れつまり電流 (密度)  $J$  にどれくらい寄与できるかを表し、 $J/P_{\omega}$  で定義される。これは、電流駆動機構によって変わるが、実験的には、同じ電流駆動機構でも変化している。特に、LHCD において、(III) の高周波



トカマク実験より得られた電流駆動効率は、(II)の実験のそれに比べて、一桁程度低い。高周波トカマク実験における電流駆動効率を決定する物理機構を是非とも解明する必要がある。なぜならば、実用化に際し高い電流駆動効率が要求されることもあるが、LHC D 準線形理論の妥当性の問題という物理的な興味がある。

これとは別に高周波トカマク実験では、電流  $I_p$  が増加 ( $dI_p/dt > 0$ ) しているため、高周波電流駆動を妨げる方向 (逆方向) に直流的な誘導電場が掛かり、逆方向電場の影響が問題となる。逆方向電場の影響は (II) と (IV) のランブアップ実験でも問題となるが、次の2点が考えられる。第一に、直流電場が波動 (LHW と ECW) と電子の共鳴相互作用におよぼす影響が問題となる。第二に、直流電場による電子加速は、高周波の場合と異なり速度空間の全領域で起こり、低いエネルギー領域の電子は衝突により熱化されるが、ある程度高いエネルギー領域では、電場による加速が衝突による減速に勝るため、この領域の電子は加速方向に伸びた超熱電子 (逃走電子) となる。逆方向電場により生成される逃走電子は、LHW や ECW により生成される高速電子 (共鳴電子) とは逆方向に走るから、電流駆動効率を下げる可能性がある。このような逆方向電場の影響、即ち逆方向電場が共鳴電子におよぼす影響や逆方向に走る逃走電子が生成されているかなどは、高速電子の速度分布関数を調べることにより、初めて明かとなる問題である。

高速電子速度分布関数を実験的に明かにすることは、高周波電流駆動駆動の機構を解明するために必要不可欠である。ところが、トカマクプラズマでは、磁力線が閉じており、プラズマ電子を取り出して直接その分布関数を測定できない。このため、プラズマからの電子サイクロトロン輻射 (ECE) <sup>24)</sup> や X 線輻射 <sup>25-27, 47)</sup> を測定し、その源であるプラズマ電子分布関数を間接的に調べている。この方法で、現在までに、高

周波電流駆動時の高速電子がどの程度のエネルギーをもつかを評価してきあつた。しかし、その速度分布関数については、ほとんど調べられておらず、唯一、L H W による定常電流駆動時の速度分布関数について報告されているだけである。<sup>25-27)</sup> しかも、その報告は、高速電子速度分布は、磁力線と平行に一方向に引き伸ばされた非対称なものであることを明かにしたのみである。準線形理論と定量的に比較して、高周波電流駆動の機構を解明していくには不十分である。特に、準線形理論ではL H W の共鳴領域に磁力線に平行方向なプラトーが形成されると予測されるが、実験的な検証はなされていない。

この論文では、X線計測により高周波電流駆動時の高速電子速度分布関数を評価する。特に次の点に注目した。

- ① L H C D により高速電子が生成されていく過程。
- ② L H C D 時のL H W の共鳴領域での高速電子速度分布関数（磁力線と平行方向なプラトーが形成されているのか）。
- ③ 高周波トカマク実験において、電流駆動効率を決定する機構、およびその機構が高速電子速度分布関数におよぼす影響。
- ④ L H C D 時の高速電子速度分布関数を定常電流駆動時とランプアップ時とで比較して、逆方向の電場の影響をみる。
- ⑤ 駆動機構の異なるE C C D とL H C D での高速電子速度分布関数の違い。また、これらとO H で生成された逃走電子の速度分布関数とを比較し、速度空間で共鳴領域を持つ場合とそうでない場合の違いをみる。

実験は、(Ⅲ)の高周波トカマク実験を主体として述べる。これは、高周波トカマクは実用化された時の利点が多く、またO H を使用していないので、プラズマに掛かる誘導電場が小さく、高周波でトカマクプラズマを生成していく過程を調べるのに適している為である。

この論文の、構成は次の通りである。第2章 高周波電流駆動の理論、  
第3章 X線計測による高速電子速度分布関数の評価、第4章 実験、  
第5章 実験結果の考察、第6章 まとめ。

## 第2章 高周波による電流駆動の理論

## §2.1 プラズマ波動

ここでは、プラズマ波動の分散式を示し、波動の振舞いに付いて述べる。高周波をプラズマに照射するとプラズマ波動が励起される。この時プラズマ波動が、 $\exp[i(\vec{k} \cdot \vec{r} - \omega t)]$ で表されるとすると、マックスウェル方程式より

$$\vec{D}(\vec{k}, \omega) \cdot \vec{E}(\vec{k}) = 0 \quad (2.1.1)$$

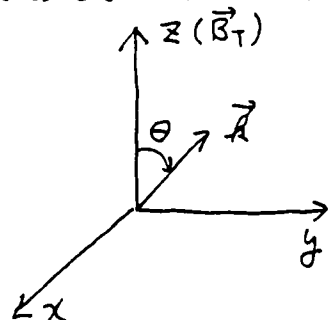
$$\begin{aligned} \vec{D}(\vec{k}, \omega) &= (c^2 / \omega^2) (\vec{k} \vec{k} - k^2 \vec{I}) + \vec{K} \\ &= (\vec{n} \vec{n} - n^2 \vec{I}) + \vec{K} \\ &\equiv \vec{D}(\vec{n}, \omega) \end{aligned} \quad (2.1.2)$$

$$\vec{n} = (c / \omega) \vec{k} \quad (2.1.3)$$

ここで、 $\vec{K}$ は誘電率テンソル、 $\vec{I}$ は単位テンソル、 $\vec{k}$ 、 $\omega$ 、 $\vec{E}(\vec{k})$ はそれぞれ波動の波数ベクトル、角周波数、電場である。(2.1.3)式で定義される $n$ は屈折率である。波動の分散式は

$$\det(\vec{D}(\vec{k}, \omega)) = \det(\vec{D}(\vec{n}, \omega)) = 0 \quad (2.1.4)$$

である。トカマク装置のように、トロイダル磁場 $\vec{B}_T$ が存在するとき、 $\vec{B}_T$



を $z$ 軸にとり、 $\vec{k}$ ベクトルが $yz$ 面にあるように $y$ 軸をとると便利である。プラズマ波動の分散式(2.1.4)は、誘電率テンソル $\vec{K}$ を含むため、波動の伝搬を調べるためには $\vec{K}$ を求める必要がある。まず簡単のためプラズマ粒子の熱運動を無視

して(冷たいプラズマ近似)、どのような種類のプラズマ波動が存在するかを見る。プラズマ粒子の熱運動を無視すると、 $\vec{K}$ は

$$\vec{K} = \begin{bmatrix} S & -iD & 0 \\ iD & S & 0 \\ 0 & 0 & P \end{bmatrix} \quad (2.1.5)$$

$$S = 1 - \sum_p \omega_p^2 / (\omega^2 - \Omega_p^2) \quad (2.1.6)$$

$$D = - \sum_p [\omega_p^2 / (\omega^2 - \Omega_p^2)] (\Omega_p / \omega) \quad (2.1.7)$$

$$P = 1 - \sum_p \omega_p^2 / \omega^2 \quad (2.1.8)$$

$$\omega_p^2 = n_p q_p^2 / (\epsilon_0 m_p) \quad (2.1.9)$$

$$\Omega_p = -q_p B_T / m_p \quad (2.1.10)$$

と表される。<sup>28)</sup>便宜上、次の量を定義する。

$$\begin{aligned} R &= 1 - \sum_p (\omega_p^2 / \omega^2) [\omega / (\omega - \Omega_p)] \\ &= S + D \end{aligned} \quad (2.1.11)$$

$$\begin{aligned} L &= 1 - \sum_p (\omega_p^2 / \omega^2) [\omega / (\omega + \Omega_p)] \\ &= S - D \end{aligned} \quad (2.1.12)$$

ここで  $p$  は荷電粒子の種類、 $n_p$  はその密度である。 $\omega_p$  ((2.1.9) 式) と  $\Omega_p$  ((2.1.10) 式) はそれぞれ  $p$  種のプラズマ周波数とサイクロトロン周波数と呼ばれる。 $B_T$  が存在するため荷電粒子の運動は  $B_T$  に垂直方向 ( $x-y$  面) と水平方向 ( $z$  方向) とに分かれ、誘電率テンソルは (2.1.5) 式の形となる。この時、分散式 (2.1.4) を屈折率の垂直成分  $n_\perp$  について解くと (これは、 $n_\parallel$  が大きく変化しない場合に便利である)

$$A n_\perp^4 - B n_\perp^2 + C = 0 \quad (2.1.13)$$

$$A = S \quad (2.1.14)$$

$$B = -[(P + S)(n_\parallel^2 - S) + D^2] \quad (2.1.15)$$

$$C = P[(n_\parallel^2 - S)^2 - D^2] \quad (2.1.16)$$

分散式 (2.1.13) は  $n_\perp^2$  の 2 次式であるから、 $n_\perp$  の絶対値の異なるモードが 2 つ存在することがわかる。またプラズマ波動は、 $\omega$ 、 $B_T$  やプラズマ密度に依存しており、これらの値により振舞いが異なるが、 $\theta \rightarrow 0$ 、 $\pi/2$  とした時の特徴により分類できる。 $\theta$  は磁場  $B_T$  に対する波動の伝はん角である。 $\theta \rightarrow 0$  つまり磁力線と平行に伝はんする場合 (2.1.13) 式で  $n_\perp \rightarrow 0$  として

$$C = 0 \quad (2.1.17)$$

つまり

$$P = 0 \quad (2.1.18)$$



$$n_{\parallel}^2 = S + D = R \quad (2.1.19)$$

$$n_{\parallel}^2 = S - D = L \quad (2.1.20)$$

(2.1.19) と (2.1.20) 式を満たす波の電場は円偏光しており、前者は右向き即ち電子のラーマ運動の方向に、後者は左向き即ち正イオンのラーマ運動の方向に回転する。 $\theta \rightarrow 0$ とした時、分散式が(2.1.19)式になる波をR波(right-hand wave)、(2.1.20)式になる波をL波(left-hand wave)と呼ぶ。(2.1.4)と(2.1.5)式より、 $\theta = 0$ での分散式は

$$n_{\parallel}^2 = (1/2) [R + L \pm (|P_{\parallel}|/P) |R - L|] \quad (2.1.21)$$

であり、 $P$ の符号が変わるとR波とL波とは入れ替わる。また $R - L = 2D$ の符号が変わるところでも( $R \rightarrow \infty$ あるいは $L \rightarrow \infty$ )R波とL波とは入れ替わる。 $\theta \rightarrow \pi/2$ つまり磁力線と垂直に伝はんする場合(2.1.13)式で $n_{\parallel} \rightarrow 0$ として

$$n_{\perp}^2 = RL/S \quad (2.1.22)$$

$$n_{\perp}^2 = P \quad (2.1.23)$$

(2.1.22)式を満たす波の電場は磁力線と垂直、(2.1.23)式を満たす波の電場は磁力線と平行である。 $\theta \rightarrow \pi/2$ としたとき、分散式が(2.1.22)式となる波を異常波(extraordinary wave)、(2.1.23)式となる波を正常波(ordinary wave)と呼ぶ。(2.1.4)と(2.1.5)式より、 $\theta = \pi/2$ での分散式は

$$n_{\perp}^2 = [1/(2S)] [RL + PS \pm |RL - PS|] \quad (2.1.24)$$

であり、 $RL - PS = 0$ のところで、正常波と異常波とは入れ替わる。

プラズマパラメータが空間的に変化するとき、波動は伝はんにともない、 $n_{\perp}$ 、 $n_{\parallel}$ が変化していく。この時、波動の伝はんは $G(\vec{k}, \omega) = \det(\vec{D}(\vec{k}, \omega))$ として、幾何光学近似のもとで

$$\frac{d\vec{r}}{dt} = \frac{\partial G / \partial \vec{k}}{\partial G / \partial \omega} \quad \frac{d\vec{k}}{dt} = \frac{\partial G / \partial \vec{r}}{\partial G / \partial \omega} \quad (2.1.25)$$

を数値計算することにより求まる。<sup>29)</sup> 波が伝ばんしていくとき、 $n_{\perp}$ 、 $n_{\parallel}$ が零や無限大になる場合がある。 $n_{\perp} \rightarrow 0$ または $n_{\parallel} \rightarrow 0$ の時をカットオフ (cut off)、 $n_{\perp} \leq 0$ や $n_{\parallel} \leq 0$ の領域をカットオフ領域 (evanescent region ともいう) という。カットオフ領域には波は伝ばん出来ない。カットオフの条件は $n_{\perp} \rightarrow 0$ に対しては(2.1.17)式つまり(2.1.18)～(2.1.20)式、 $n_{\parallel} \rightarrow 0$ に対しては(2.1.22)と(2.1.23)式である。特に、(2.1.18)をプラズマカットオフ、(2.1.19)をRハンドカットオフ (right-hand cut off)、(2.1.20)をLハンドカットオフ (left-hand cut off) と呼ぶ。 $n_{\perp} \rightarrow \infty$ または $n_{\parallel} \rightarrow \infty$ の時は共鳴 (resonance) という。この領域では波動の吸収が起こる (吸収については§2.2)。共鳴条件は、 $n_{\parallel} \rightarrow \infty$ に対しては( $n_{\perp}$ を無視出来る、つまり $n_{\perp} \rightarrow 0$ と等価) (2.1.19)と(2.1.20)より

$$R \rightarrow \infty \quad (2.1.26)$$

または

$$L \rightarrow \infty \quad (2.1.27)$$

条件(2.1.26)は $\Omega_p$ が正、つまり $\omega = \Omega_e$ 、条件(2.1.27)は $\Omega_p$ が負、つまり $\omega = \Omega_i$ の時、満たされる。ここで $\Omega_e$ 、 $\Omega_i$ はそれぞれ電子サイクロトロン周波数とイオンサイクロトロン周波数である。条件(2.1.26)が満たされるときを電子サイクロトロン共鳴 (ECR)、条件(2.1.27)が満たされるときをイオンサイクロトロン共鳴と呼ぶ。 $n_{\perp} \rightarrow \infty$ に対しては( $n_{\parallel}$ を無視出来る、つまり $n_{\parallel} \rightarrow 0$ と等価) (2.1.22)より

$$S = 0 \quad (2.1.28)$$

が共鳴条件である。この共鳴は混成波共鳴 (hybrid resonance) と呼ば

れ

$$\omega_{UH}^2 = \Omega_e^2 + \omega_{pe}^2 \quad (2.1.29)$$

$$\omega_{LH}^2 = (\Omega_i^2 + \omega_{pi}^2) \mid \Omega_i \mid \Omega_e / (\Omega_i^2 + \omega_{pi}^2 + \mid \Omega_i \mid \Omega_e) \quad (2.1.30)$$

で起こる。 $\omega_{UH}$ を高域混成波共鳴(UHR)周波数、 $\omega_{LH}$ を低域混成波共鳴(LHR)周波数いう。 $\omega_{UH} \gg \omega_{LH}$ である。

以上をまとめると、プラズマ波動は、R波、L波、異常波、正常波とに分類でき、またカットオフや共鳴が存在する。これらのことを、縦軸に $\Omega_e^2 / \omega^2$  (磁場に対応)、横軸に $\omega_{pe}^2 / \omega^2$  (プラズマ電子密度に対応)をとって図に表したのが、CMAダイアグラムである(図2-1)。図には、簡単のため $n_{\parallel} = 0$ でのRハンドカットオフ( $R = 0$ ;  $\omega = \omega_R$ )とLハンドカットオフ( $L = 0$ ;  $\omega = \omega_L$ )及びプラズマカットオフ( $P = 0$ ;  $\omega = \omega_{pe}$ )を破線で、共鳴条件 $R \rightarrow \infty$  ( $\omega = \Omega_e$ )、 $L \rightarrow \infty$  ( $\omega = \mid \Omega_i \mid$ )、 $S = 0$  ( $\omega = \omega_{LH}$ と $\omega_{UH}$ )を実線で示している。

上に述べた、R波、L波、異常波、正常波の分類の他に、 $\theta = 0$ から $\pi/2$ の間の位相速度の大小により、速波(fast wave)と遅波(slow wave)とに区別する場合もある。この時、 $\theta = 0 \sim \pi/2$ で位相速度の大小関係は変わらない。このように、いろいろの分類があるが、個々の場合で目的に合ったものを選ぶ。

## § 2.2 プラズマ波動の吸収

§ 2.1 ではプラズマ粒子の熱運動を無視して、つまり無騒乱状態においてはプラズマ電子、イオンは静止しているとして、プラズマ波動の振舞いについて調べた。しかし、共鳴条件  $n \rightarrow \infty$  を満たす領域においては、波動の位相速度  $v_{ph}$  は零に近づくため、もはやこの近似は成り立たない。共鳴領域での波動の振舞い、特に波動の吸収を扱うためには無騒乱状態においても粒子は運動しているとしなくてはならない。これは、プラズマ中の  $p$  種の粒子の分布関数を  $f_p(\vec{r}, \vec{v}, t)$  とすると

$$f_p(\vec{r}, \vec{v}, t) = f_{p0}(\vec{r}, \vec{v}) + f_{p1}(\vec{r}, \vec{v}, t) \quad (2.2-1)$$

ここで

$f_{p0}(\vec{r}, \vec{v})$  は無騒乱状態での  $p$  種の粒子の分布関数

$f_{p1}(\vec{r}, \vec{v}, t)$  は一次の騒乱状態を表す

とおくことで近似できる。線形化されたブラゾフ方程式とマックスウェル方程式より、次式の誘電率離テンソルが導かれる。<sup>23)</sup>

$$\vec{K} = \vec{I} - \sum_p \left[ \omega_p^2 / (\omega n_{p0}) \right] \sum_{\ell=-\infty}^{\infty} \left[ \vec{S}_{p\ell} / (k_{\parallel} v_{\parallel} - \omega - \ell \Omega_p) \right] \int d v$$

$$\vec{S}_{p\ell} = \begin{bmatrix} v_{\perp} S_1^2 U & i D_{\perp} & -i v_{\perp} J_{\ell} S_1 D X \\ -i D_{\perp} & v_{\perp} S_2^2 U & -v_{\perp} J_{\ell} S_2 D X \\ i v_{\parallel} J_{\ell} S_1 U & -v_{\parallel} J_{\ell} S_2 U & v_{\parallel} J_{\ell}^2 D X \end{bmatrix}$$

$$S_1 = J_1'$$

$$S_2 = \ell J_{\ell} / a$$

$$D_{\perp} = v_{\perp} J_{\ell}' (\ell J_{\ell} / a) U$$

$$D X = \partial f_{p0} / \partial v_{\parallel} - (\ell / a) W$$

$$U = (1 - k_{\parallel} v_{\parallel} / \omega) \partial f_{p0} / \partial v_{\perp}$$

$$+ (k_{\parallel} v_{\parallel} / \omega) \partial f_{p0} / \partial v_{\parallel}$$

$$W = (k_{\perp} v_{\parallel} / \omega) \partial f_{p0} / \partial v_{\perp} - (k_{\perp} v_{\parallel} / \omega) \partial f_{p0} / \partial v_{\parallel}$$

$$a = k_{\perp} v_{\perp} / \Omega_p$$

## (2.2.2)

ここで、 $p$  はプラズマ粒子の種類、 $\omega_p$  と  $\Omega_p$  はそれぞれ  $p$  種のプラズマ周波数 ((2.1.9) 式) とサイクロトロン周波数 ((2.1.10) 式)、座標系は § 2.1 と同じである。また 0 次の分布関数  $f_{p0}$  が温度  $T_{p0}$  のマックスウェル分布

$$f_{p0}(\mathbf{v}) = n_{p0} [m_p / (2\pi T_{p0})] \exp [(-m_p v^2 / (2 T_{p0}))] \quad (2.2.3)$$

のとき、

$$\vec{K} = \vec{I} + \sum_p (\omega_p^2 / \omega^2) \sum_{\ell} \xi_{\ell} Z(\xi_{\ell}) e^{b \ell} \vec{X}_{\ell} + \sum (\omega_p^2 / \omega^2) 2 \eta_{\ell}^2 L$$

$$\eta_{\ell} = \omega + \ell \Omega_p / (2^{1/2} k_{\perp} v_T), \quad \alpha = k_{\perp} v_T / \Omega_p$$

$$b = \alpha^2, \quad v_T = (T_{p0} / m_p)$$

$$\vec{X}_{\ell} = \begin{bmatrix} X_{22} + 2b I_{\ell} - 2b I_{\ell'} & X_{12} & X_{13} \\ -X_{12} & X_{22} & X_{23} \\ -X_{13} & X_{23} & 2\eta_{\ell}^2 I_{\ell} \end{bmatrix}$$

$$X_{22} = (\ell^2 / b) I_{\ell}$$

$$X_{12} = i \ell (I_{\ell'} - I_{\ell})$$

$$X_{13} = -i 2^{1/2} \eta_{\ell} \alpha (I_{\ell'} - I_{\ell})$$

$$X_{23} = -2^{1/2} \eta_{\ell} (\ell / \alpha) I_{\ell}$$

$$\vec{L} = \begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix}$$

## (2.2.4)

ここで、 $Z(\xi_{\ell})$  はプラズマ分散関数、 $I_{\ell} = I_{\ell}(b)$  は変形ベッセル関数、 $\xi_{\ell} = (\omega - \ell \Omega_p) / (k_{\perp} v_T)$  である。分散式は

$$g_R(\omega, k_R + i k_I) + i g_I(\omega, k_R + i k_I) = 0$$



$$(2.2.5)$$

の形となる。実部  $g_R \gg$  虚部  $g_I$ 、かつ波数の実部  $k_R \gg$  波数の虚部  $k_I$  の場合、 $k_I$  は

$$k_I \doteq g_I(\omega, k_R) / (g_R(\omega, k_R) / k_R) \quad (2.2.6)$$

で求まる。これは、

$$\omega - k_{\parallel} v_T - \ell \Omega_p = 0 \quad (2.2.7)$$

のところで有限の値を持ち、そこで波動の吸収（または励起）が起こることを示す。 $\ell = 0$  での波動の減衰はランダウ減衰、 $\ell = \pm 1$  はサイクロトロン減衰、 $|\ell| \geq 2$  はサイクロトロン高調波減衰を表す。(2.2.2) 式は一般的な粒子の分布関数  $f_{p0}$  を用いており、複雑に過ぎる。このため、解析を進めるための簡単化が行われる。 $f_{p0}$  をマックスウェル分布とした (2.2.2) 式はその一例である。また波動を静電波 (electrostatic wave) で近似する、即ち、ポテンシャル  $\phi$  を使い

$$E(k) = -\nabla \phi = i k \phi \quad (2.2.8)$$

と表す。これにより分散式は簡単化される。この近似が有効であるのは、誘電率テンソル  $K$  の全ての要素  $K_{ij}$  にたいして

$$|n^2| \gg |K_{ij}| \quad (2.2.9)$$

が成立する場合である。したがって共鳴領域 ( $n \rightarrow \infty$ ) のうち、混成波共鳴 (UHR と LHR) 領域でよい近似となる。サイクロトロン共鳴の場合、無限大となる  $K_{ij}$  が存在するため、静電波近似は使えない。

無騒乱状態の粒子の分布関数  $f_{p0}(\vec{r}, \vec{v})$  を考慮にいて、波動の吸収をみた (簡単のため、 $f_{p0}$  はマックスウェル分布とした)。波動の吸収は、共鳴条件 (2.2.7) を満たすとき起こるが、ランダウ減衰 ( $\ell = 0$ ) やサイクロトロン高調波減衰 ( $|\ell| \geq 2$ ) は、図 2-1 には示されておらず、新たに加えるべきものである。

また、粒子の 0 次の運動 (熱運動) は (2.1.13) 式で表される 2 つのモードに加えて第 3 のモードを生じさせる。(2.2.4) 式の誘電率テンソルを  $b = (k_{\perp} v_T / \Omega_p)^2$  の 1 次のオーダーまでで近似すると分散

式は (2.1.4) は

$$A_1 n_{\perp}^6 + A n_{\perp}^4 - B n_{\perp}^2 + C = 0 \quad (2.2.10)$$

$$A_1 \doteq (3/4) (\omega_{pe}/\Omega_e)^2 (\omega/\Omega_e)^2 (v_{Te}/c)^2 \\ + 3 (\omega_{pi}/\omega)^2 (v_{Ti}/c)^2$$

となり、 $n_{\perp}^2$  の 3 次であり第 3 のモードが現れる。このモードの分散式は

$$n_{\perp}^2 \doteq A/A_1 \quad (2.2.11)$$

であり、高温プラズマ波と呼ばれる。 $\omega = \omega_{UH}$  の近傍では、電子バーンシュタイン波に対応している。

### § 2.3 低域混成波

高周波をプラズマに照射して、低域混成波 (L H W) 領域 ( $\Omega_i \ll \omega \doteq \omega_{LH} \sim \omega_{pi} \ll \Omega_e$ ) のプラズマ波動を励起する場合を扱う。波動の伝播に伴い  $n_{\perp}$ 、 $n_{\parallel}$  は変化するが、その様子を知らるためには (2.1.25) 式で、波動の軌道を計算していく必要がある。しかし、トカマクプラズマの様な軸対称系においては、 $n_{\parallel}$  の変化は  $n_{\perp}$  の変化に比べて十分小さく、 $n_{\parallel} = \text{定数}$  と近似出来る。<sup>30)</sup>  $n_{\parallel}$  の値は入射高周波のそれである。粒子の熱運動を無視した (冷たいプラズマ近似の) 分散式 (2.1.13) より、2つの波動は

$$n_{\perp}^2 = [B \pm (B^2 - 4AC)^{1/2}] / (2A) \quad (2.3.1)$$

と求まる。+ は遅波、- は速波を表す。低域混成波共鳴 (L H R) は (2.1.28) 式より

$$\omega^2 = \omega_{LH}^2 \doteq \omega_{pi}^2 / (1 + (\omega_{pe} / \Omega_e)^2) \quad (2.3.2)$$

但し、このとき  $n_{\perp}^2 \rightarrow \infty$  となるのは遅波のみである。カットオフは  $n_{\perp} = 0$  であり、遅波に対しては

$$P = 0 \quad \text{つまり} \quad \omega^2 = \omega_{pe}^2 \quad (2.3.3)$$

速波に対しては

$$n_{\parallel}^2 = R \quad \text{つまり} \quad \omega / \Omega_e \doteq \omega_{pe}^2 / (n_{\parallel}^2 - 1) \quad (2.3.4)$$

図 2-1 の領域 (7) (8) でかつ  $\omega^2 \ll \omega_{pe}^2$ 、 $\omega_{LH}$  から十分離れたところで分散式 (2.3.1) より、

$$\begin{aligned} \text{遅波} \quad n_{\perp}^2 &\doteq -B / A \\ &\doteq (-P / S) (n_{\parallel}^2 - S - (\omega_{pe} / \Omega_e)^2) \quad (2.3.5) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \text{速波} \quad n_{\perp}^2 &\doteq -C / B \\ &\doteq -[(n_{\parallel}^2 - S)^2 + D^2] / (n_{\parallel}^2 - S - (\omega_{pe} / \Omega_e)^2) \quad (2.3.6) \end{aligned}$$

アンテナから入射された高周波 (角周波数  $\omega$ 、磁場と平行の屈折率  $n_{\parallel}$ ) はプラズマ周辺 ( $\omega > \omega_{pe}$ ) で波動を励起する (図 2-2、図 2-3)。プラズマ密度は中心に向かうと増加しており、カットオフ層  $\omega \geq \omega_{pe}$  を

トンネル効果で通過する。カットオフ層は極めて薄く入射高周波電力のほとんどは通過してしまう。(2.3.3)式と(2.3.4)式と比較すると、遅波に対するカットオフ層は速波のそれより薄く、入射高周波電力のほとんどは遅波と結合する(図2-2)。そして分散式(2.3.5)に従って、プラズマ密度の高い中心部へと伝ばんしていく。ところが(2.3.5)式から

$$B^2 - 4AC = 0 \quad (2.3.7)$$

即ち

$$\begin{aligned} \omega_{pi} / \omega_{pe} = n_{\perp} \left( \omega / (\Omega_e | \Omega_i |) \right) \\ \pm \left[ 1 + n_{\perp}^2 \left( \omega / (\Omega_e | \Omega_i |) - 1 \right) \right]^{1/2} \end{aligned} \quad (2.3.8)$$

を満たす領域では遅波と速波との $n_{\perp}^2$ の値が等しくなり、遅波と速波の結合が起こる(図2-2の点線)。これをSFC(slow-fast coupling)というが、SFCで遅波は速波に変換され低密度側はもどる。SFCが起こると、それより高い密度をもつプラズマ中心へは、波動が伝ばん出来なくなる。この様子は、入射 $n_{\perp}$ の値により異なり、

$$n_{\perp}^2 > [1 - \omega^2 / (\Omega_e | \Omega_i |)]^{-1} (> 1) \quad (2.3.9)$$

の時、式(2.3.7)即ち式(2.3.8)を満たすSFCは存在しない。この時、図2-2の実線の様に遅波はLHR層まで伝ばんしていく。条件(2.3.9)はLHR層まで( $\omega < \omega_{LH}$ )を考えればよいから少し緩くなる。

$$\begin{aligned} n_{\perp}^2 > 1 + \omega_{pi}^2 / (\Omega_e | \Omega_i |) \quad \text{at LHR} \\ = 1 + \omega_{pe}^2 / \Omega_e^2 \quad \text{at LHR} \end{aligned} \quad (2.3.10)$$

条件(2.3.8)と(2.3.10)をLHWの近接条件という。

LHR層近くでは、遅波に対しては静電波近似によりプラズマ粒子の熱運動をいれた(マックスウェル分布をしているとする)分散式が得られる(§2.2)。 $\omega \gg | \Omega_i |$ であるのでイオンのラーマ運動を無視(非磁気化)して、分散式は

$$\begin{aligned}
& 1 + (\omega p i^2 / (k_{\perp}^2 v_{Ti}^2)) [1 + \omega / (2^{1/2} k_{\perp} v_{Ti})] \\
& \quad \times Z(\omega / (2^{1/2} k_{\perp} v_{Ti})) \\
& + (\omega p e^2 / (k_{\perp}^2 v_{Te}^2)) [1 + \omega / (2^{1/2} |k_{\parallel}| v_{Te})] \\
& \quad \times Z(\omega / (2^{1/2} |k_{\parallel}| v_{Te})) I_0(a e^2) \exp(-a e^2) \\
& = 0
\end{aligned}$$

$$a e^2 = k_{\perp}^2 v_{Te}^2 / \Omega e^2, \quad v_{Ti}^2 = m i / T i, \quad v_{Te}^2 = m e / T e$$

(2.3.11)

$Z$  はプラズマ分散関数、 $I_0$  は 0 次変形ベッセル関数である。 $\omega / (k_{\perp} v_{Ti}) \gg 1$ 、 $\omega / (|k_{\parallel}| v_{Te}) \gg 1$  のもとに  $Z$  を漸近展開、 $a e^2 \ll 1$  で  $I_0(a e^2) \exp(-a e^2)$  をテーラ展開し、 $|k_{\parallel}| \ll k_{\perp}$  をつかうと

$$\begin{aligned}
& S(k_{\perp} / k)^2 + P(k_{\parallel} / k)^2 - 3(\omega p i^2 / \omega^4) k_{\perp}^2 v_{Ti}^2 \\
& \quad + (3/4)(\omega p e^2 / \Omega e^4) k_{\perp}^2 v_{Te}^2 \\
& + i [(\omega p i^2 / \omega^2) F(\omega / (2^{1/2} k_{\perp} v_{Ti})) \\
& \quad + (k_{\parallel} / k)^2 (\omega p e^2 / \Omega e^2) F(2^{1/2} |k_{\parallel}| v_{Te})] \\
& = 0
\end{aligned}$$

$$F(x) = 2\pi^{1/2} x^3 \exp(-x^2)$$

(2.3.12)

上式の虚部のイオン、電子の項はそれぞれ、イオンランダウ減衰、電子ランダウ減衰をあたえる。(2.3.5) 式で表される遅波は  $\omega \sim \omega_{LH}$  の領域では (2.3.12) 式の実部で  $v_{Ti} \rightarrow 0$ 、 $v_{Te} \rightarrow 0$  として近似できる。

$$S k_{\perp}^2 + P k_{\parallel}^2 = 0 \quad (2.3.13)$$

つまり、

$$\omega^2 = \omega_{LH}^2 (1 + m i k_{\parallel}^2 / (m e k_{\perp}^2)) \quad (2.3.14)$$

§ 2.3 で述べた様に粒子の熱運動を考慮すると、第 3 のモードが現れる。

このモードは (2.3.12) 式の実部を零とした  $k_{\perp}^2$  の 2 次式

$$S(k_{\perp} / k)^2 + P(k_{\parallel} / k)^2 - 3(\omega p i^2 / \omega^4) k_{\perp}^2 v_{Ti}^2$$



$$+ (3/4) (\omega_{pe}^2 / \Omega_e^4) k^2 v_{Te}^2 = 0 \quad (2.3.15)$$

の2つの解の一方に対応する(高温プラズマ波)。もう一方は  $v_{Ti} \rightarrow 0$ ,  $v_{Te} \rightarrow 0$  で(2.3.13)式になるものである。(2.3.13)式で表される遅波は

$$n_{Ti} T_i^{1/2} = 6.5 (\omega^2 / \omega_{LH}^2 - 1) \quad (2.3.16)$$

$T_i$ の単位は  $\text{keV}$

を満たす領域でもう一方のモード(高温プラズマ波)へ線形モード変換(LMC)する。高温プラズマ波はLMCの近くでイオンランダウ減衰するか、さらにイオンバーンシュタイン波という別のモードに変換され、イオンサイクロトロン(高調波)減衰する(図2-2、図2-3)。従って、高温プラズマ波に変換後は、イオンを加熱する。遅波の電子ランダウ減衰が有効となるのは

$$\omega / (k_{\parallel} v_{Te}) < 3, \text{ 即ち } n_{Ti} T_i^{1/2} > 5 \quad (2.3.17)$$

$T_e$ の単位は  $\text{keV}$

の場合である。(2.3.17)式はマックスウェル分布をしている電子に対してのものである。高エネルギーのテイルが存在する場合は、ランダウ減衰は大きくなる。また電子温度が低い場合でも、速度分布関数の裾野の電子との相互作用で、その部分を大きく変化させる。このことは§2.3で述べる高周波電流駆動で重要となる。

## § 2.4 電子サイクロトロン波

ここでは、図 2-1 の領域 (3) (4) (6) (7) で、電子サイクロトロン及び 2 倍の高調波周波数領域の波 ( $\omega = \ell \Omega_e$ ;  $\ell = 1, 2$ ) について述べる (図 2-4)。直角伝ばんの場合、分散式は (2.1.22) 式と (2.1.23) 式である。つまり

$$\text{正常波 (O-mode)} \quad n_{\perp}^2 = P \quad (2.4.1)$$

$$\text{異常波 (X-mode)} \quad n_{\perp}^2 = R L / S \quad (2.4.2)$$

正常波のカットオフは  $P = 0$  即ち  $\omega^2 = \omega_{pe}^2$ 。異常波のカットオフは  $R = 0$  または  $L = 0$ 。共鳴は異常波に対し存在し  $S = 0$  即ち  $\omega^2 = \omega_{UH}^2 = \omega_{pe}^2 + \Omega_e^2$  (高域混成波共鳴 UHR) で起こる。低磁場側 ( $\Omega_e / \omega < 1$ ) から入射した異常波は R ハンドカットオフ ( $R = 0$ ) で反射してしまうが、高磁場側 ( $\Omega_e / \omega > 1$ ) から入射した異常波は L ハンドカットオフ ( $L = 0$ ) に達しない限りプラズマ内を伝ばん出来る。異常波は UHR 領域で高温プラズマ波の 1 つである電子バーンシュタイン波<sup>31)</sup>に変換され、強いサイクロトロン吸収を受ける。電流駆動実験では、トロイダル磁場に対し角度  $\theta$  をもたせて、高周波を入射しており、斜め伝ばんの場合を考える必要がある。特に  $\theta$  が

$$\Omega_e^2 \sin^4 \theta \gg 4 \omega^2 (1 - \omega_{pe}^2 / \omega^2)^2 \cos^2 \theta \quad (2.4.3)$$

の時 (準垂直伝ばん) は比較的簡単な分散式となる。(2.1.4) 式と (2.1.5) 式より

$$\text{正常波} \quad n^2 = (1 - \omega_{pe}^2 / \omega^2) / [1 - (\omega_{pe}^2 / \omega^2) \cos^2 \theta] \quad (2.4.4)$$

$$\begin{aligned} \text{異常波} \quad n^2 = & [ (1 - \omega_{pe}^2 / \omega^2)^2 \omega^2 - \Omega_e^2 \sin^2 \theta ] \\ & \div [ (1 - \omega_{pe}^2 / \omega^2) \omega^2 - \Omega_e^2 \sin^2 \theta ] \end{aligned} \quad (2.4.5)$$

$\omega = \ell \Omega_e$  での波の吸収を扱うときは、混成波領域とは異なり、静電波近似は使えない。電子の熱運動を入れた誘電率テンソル (2.2.4) 式を使った分散式 (2.2.5) の虚部から求める。(実部で  $v_{T0} \rightarrow 0$ ,  $v_{T1}$

→ 0 とすると (2.1.13) 式になる。) 波の減衰の目安は

$$\Gamma = 2 \int k_I d\vec{r} = 2 k_R \int \kappa d\vec{r} \quad (2.4.6)$$

で表される「光学的厚さ」で与えられる。<sup>29)</sup>ここで、 $k_I$ と $k_R$ はそれぞれ波数の虚部と実部、 $\kappa (= k_I / k_R)$ は減衰率である。 $\ell = 1$ で $\kappa$ は、

$$\kappa j^{(1)} = (v_{Te} / c) \phi j^{(1)}(\theta, g) f(\xi_1)$$

$$f(\xi_1) \doteq \pi^{-1/2} \exp(-\xi_1^2)$$

$$\phi j^{(1)}(\theta, g) = 2^{1/2} \cos \theta \Lambda j$$

$$\div [\pi^{1/2} g n_j (2 \sin^2 \theta n_j - 2 + 2g - \sin^2 \theta)]$$

$$\xi_1 = (\omega - \Omega e) / (k_{\perp} j v_{Te}), \quad g = \omega p e^2 / \Omega e^2,$$

$$n_j = (c / \omega) k_j$$

$j$  = 正常波、異常波

$$\Lambda j = [1 - g(1 - \sin^2 \theta / 4)] n_j^4$$

$$- [(1 - g)(1 - g/4)(1 + \cos^2 \theta)$$

$$+ (1 - g/2)(1 + g) \sin^2 \theta$$

$$- g^2 \tan^2 \theta (1 + \cos^2 \theta) / 4] n_j^2$$

$$+ (1 - g)(1 - g/2) - g^2(2 - g) \tan^2 \theta$$

$$(2.4.7)$$

$f(\xi_1)$ はサイクロトロン共鳴領域のドップラー効果による広がりを、 $\phi j^{(1)}(\theta, g)$ は伝はん角 $\theta$ とプラズマパラメータ $\omega p e^2 / \Omega e^2$ への依存性を表す。 $f(\xi_1)$ の広がりの幅は

$$\Delta \omega \sim v_{Te} / c \ll \omega \quad (2.4.8)$$

の程度である。 $\ell \geq 2$ では

$$\kappa j^{(\ell)} = (v_{Te} / c)^{2\ell-3} \phi j^{(\ell)}(\theta, g) f(\xi_\ell) \quad (2.4.9)$$

ここで、 $\ell = 2$ において $\kappa j^{(2)}$ は $\kappa j^{(1)}$ と同程度となり、電子サイクロトロン減衰と同程度の減衰が第2高調波の場合にも期待出来る。

$\ell = 1$ での光学的厚さは

$$\text{正常波} \quad \Gamma_0 = (\pi / 2) (v_{Te} / c)^2 g (1 - g)^{1/2} k_R$$

$$\doteq 2 \times 10^{-2} (T_e / \text{keV}) g (1 - g)^{1/2} R / \lambda$$

異常波  $\Gamma_x = (\pi/2) (v_{Te}/c)^2 \cos^2 \theta$   
 $\times (2-g)^{1/2} [2+g(1-g)]^2 k R / g$   
 $\doteq 2 \times 10^{-2} (Te/keV) \cos^2 \theta$   
 $\times (2-g)^{1/2} [2+g(1-g)]^2 R / (\lambda g)$   
 $k, \lambda$  はそれぞれ真空中のは波数と波長  
 $R$  はトカマクの主半径

(2.4 10)

第2高調波 ( $\omega = 2\Omega_e$ ) では

$$\Gamma_j = 3 (3/2)^{1/2} (v_{Te}/c)^2 n_j \cos \theta$$

$$\times \phi_j^{(2)}(\theta, \omega_{pe}^2 / (4\Omega_e^2)) k R$$

(2.4.11)

$\phi_j^{(2)}$  は  $\phi_j^{(1)}$  と同程度であるが、正常波 (O-mode) と異常波 (X-mode) の  $\theta$  依存性が逆となっている (図2-5 a, b)。

UHR層に達した異常波は電子バーンシュタイン波にモード変換するが、この様子を静電波近似で見てみる。UHR層近くでは、 $|\xi_l| = |(\omega - l\Omega_e) / (k_{\perp} j v_{Te})| \gg 1$  として

$$n^2 + (\omega_{pe}^2 / v_{Te}^2) \left[ \sum_{l=1}^{\infty} e^{-b} I_l(b) \right.$$

$$\times (l^2 \Omega_e^2 / (l^2 \Omega_e^2 - \omega^2))$$

$$\left. + e^{-b} I_0(b) (1 + \xi_0 Z(\xi_0)) \right]$$

$$b = k_{\perp}^2 v_{Te}^2 / \Omega_e^2, \quad v_{Te} = (Te/m_e)^{1/2}$$

(2.4 12)

ここで、誘電率テンソルは(2.2 4)式を使った。最後の項はランダウ減衰を表すが、あまり強くない。 $\theta \sim \pi/2$ で

$$n_{\perp}^2 = (\omega_{pe}^2 / v_{Te}^2) \alpha(q, b)$$

$$\alpha(q, b) = -2 \sum_{l=1}^{\infty} e^{-b} I_l(b) l^2 / (l^2 - q^2)$$

$$q = \omega / \Omega_e$$

(2 4 13)

このモードはBernsteinにより示され<sup>31)</sup>、しめされ(電子)バーンシュ

タイン波と呼ばれる。b << で

$$1 = \omega_{pe}^2 / (\omega^2 - \Omega_e^2) \\ + 3 \omega^2 \omega_{pe}^2 k_{\perp}^2 v_{Te}^2 / [ (\omega^2 - \Omega_e^2) (\omega^2 - 4 \Omega_e^2) ] \\ + \text{高次項}$$

( 2 . 4 . 1 4 )

これより、

$$\omega^2 = \omega_{UH}^2 + 3 [ \omega_{UH}^2 \omega_{pe}^2 / (\omega_{pe}^2 - 3 \Omega_e^2) ] \\ \times [ k_{\perp}^2 v_{Te}^2 / \omega^2 ]$$

( 2 . 4 . 1 5 )

異常波は U H R 領域で、この電子バーンシュタイン波に変換され、電子サイクロトロン共鳴 ( $\omega = \Omega_e$ 、 $\omega = 2 \Omega_e$ ) 領域に近づく。この時の吸収は、静電波近似を用いなくて、扱う必要があるが、この波はサイクロトロン共鳴層で完全に吸収される。



## § 2.5 高周波電流駆動の理論

電荷  $Zie$  の正イオン（密度  $n_i$ ）と電子（密度  $n_e$ ）からなるプラズマ（プラズマは中性つまり  $Zin_i = ne$ ）中に、時刻  $t = 0$  でエネルギー  $E_1$ 、速度  $v_1 = (v_{\perp 1}, v_{\parallel 1})$  をもつ電子を考える（図 2-6 a）。 $v_{\perp}$ 、 $v_{\parallel}$  はそれぞれ、磁場と垂直、平行方向の速度成分（ $v_1^2 = (v_{\perp 1}^2 + v_{\parallel 1}^2)^{1/2}$ ）。 $E_1$  はプラズマイオン温度  $T_i$  やプラズマ電子温度  $T_e$  に比べて十分大きいとする。

$$E_1 \gg T_i, T_e \quad (2.5.1)$$

この電子（図 2-6 a の領域 1）はプラズマイオンやプラズマ電子とのクーロン衝突により減速していく。従って、この電子が流す磁場と平行方向の電流  $j_{\parallel 1} = -e v_{\parallel 1}$  も時間とともに減少していく（図 2-6 b）。クーロン衝突周波数は、電子のエネルギー（つまり速さ）に依存しているため、 $t = 0$  での電子エネルギーが変化すると、減速や平行方向の電流の減少の様子が変わる。例えば、 $t = 0$  で図 2-6 a の領域 2（ $E_2 > E_1$ ）にあった電子の場合、 $j_{\parallel 2} = -e v_{\parallel 2}$  の減少の仕方は図 2-6 b の曲線 2 のようになり、曲線 1 より減少は揺るやかである。これは、エネルギーの高くなると、クーロン衝突周波数が減少するためである。時刻  $t = 0$  で領域 1 と 2 にあった電子が流す平行方向の電流の差  $\Delta j_{\parallel}$  をみると、

$$\Delta j_{\parallel} = j_{\parallel 2} - j_{\parallel 1} = -e (v_{\parallel 2} - v_{\parallel 1}) \quad (2.5.2)$$

で、時間とともに変化している。 $\Delta t$  を十分長い時間（ $v_{\parallel 1} \rightarrow 0$ 、 $v_{\parallel 2} \rightarrow 0$ ）として、 $\Delta j_{\parallel}$  の  $\Delta t$  間の平均でみると、電流差は

$$\begin{aligned} (1/\Delta t) \int_0^{\Delta t} \Delta j_{\parallel} dt &= (1/\Delta t) \left[ \int_0^{\Delta t} j_{\parallel 2} dt - \int_0^{\Delta t} j_{\parallel 1} dt \right] \\ &= - (e/\Delta t) \left[ \int_0^{\Delta t} v_{\parallel 2} dt - \int_0^{\Delta t} v_{\parallel 1} dt \right] \end{aligned} \quad (2.5.3)$$

図 2-6 a で領域 2 を領域 1 に近づけた極限では (2.5.3) の右辺は

$$\lim_{2 \rightarrow 1} \left[ - (e / \Delta t) \left\{ \int_0^{\Delta t} v_{\parallel 2} dt - \int_0^{\Delta t} v_{\parallel 1} dt \right\} \right] = - (e / \Delta t) \hat{S} \cdot \nabla \int_0^{\Delta t} v_{\parallel 1} dt \quad (2.5.4)$$

$\hat{S}$  は 1 から 2 への変位を表す単位ベクトル、 $\nabla$  は速度空間での勾配演算子。

プラズマ波動は、次の共鳴条件を満たす共鳴電子と無衝突相互作用を行い、波動のエネルギーを共鳴電子に与える。

$$\omega - k_{\parallel} v_{\parallel} - \ell \Omega_e = 0$$

$$\ell = 0, 1, 2, \dots \quad (2.5.5)$$

共鳴電子は波動よりエネルギーを受取、速度空間内で変位する。この変位を表すベクトルを  $S_w$  その単位ベクトルを  $\hat{S}_w$  とする。波動との相互作用の結果生じた磁場と平行方向の電流密度の変化 ( $\Delta t$  間の平均)  $J$  は、

(2.5.3) 式より

$$J = - (e \delta f / \Delta t) \hat{S}_w \cdot \nabla \int_0^{\Delta t} v_{\parallel} dt \quad (2.5.6)$$

ここで、 $\delta f$  は共鳴電子密度、 $v_{\parallel}$  は  $t = 0$  での共鳴領域の値をとるものとする。この時、吸収された波動の電力密度 ( $\Delta t$  間の平均)  $P_d$  は、

$$P_d = (\delta f / \Delta t) \hat{S}_w \cdot \nabla (m e v^2 / 2) \quad (2.5.7)$$

となる。(2.5.5) 式は波動の吸収により駆動された電流である。 $J / P_d$  は電流駆動効率と呼ばれており、吸収した波動の電力のうち、電流に寄与する電力の割合を表す。(2.5.6) 式と (2.5.7) 式より

$$J / P_d = - (2 e / m e) \left[ \hat{S}_w \cdot \nabla \int_0^{\Delta t} v_{\parallel} dt / \{ \hat{S}_w \cdot \nabla (v^2) \} \right] \quad (2.5.8)$$

電流駆動効率を求めるために、まず  $\int_0^{\Delta t} v_{\parallel} dt$  を求める。クーロン衝突による  $v$  と  $v_{\parallel}$  の減少は次の式で記述出来る。<sup>28)</sup>

$$dv / dt = -\nu_E v, \quad dv_{\parallel} / dt = -\nu_H v_{\parallel}$$

$$\nu_E = \Gamma / v^3, \quad \nu_H = (2 + Zi) \nu_E$$

$$\Gamma = n e e^4 l n \Lambda / (4 \pi \varepsilon_0^2 m e^2) \quad (2.5.9)$$

ただし、問題としている電子のエネルギー  $E = (1/2) m e v^2$  は条件 (2.5.1) を満たすものとする。 $l n \Lambda$  はクーロン対数である。

$$u = v / c, \quad w = v_{\perp} / c, \quad \tau = v_{c2} t$$

$$v_{c2} = \omega p e^4 l n \Lambda / (2 \pi n e c^3), \quad \omega p e^2 = n e e^2 / (\varepsilon_0 m e) \quad (2.5.10)$$

の規格化を行うと (2.5.8) 式は

$$d u / d \tau = - \{ 1 / (2 u^3) \} u,$$

$$d w / d \tau = - \{ (2 + Z i) / (2 u^3) \} w \quad (2.5.11)$$

第一番目の式から、 $d \tau = -2 u^2 d u$ 。これをもちいて第二番の式を積分すると、

$$w(\tau) = w(\tau=0) \{ u(\tau) / u(\tau=0) \}^{2+Zi}$$

$$\int_0^{\Delta \tau} w d \tau = \{ w(\tau=0) / v_{c2} \} \{ 2 u(\tau=0) \}^3 / (5 + Z i) \quad (2.5.12)$$

従って電流駆動効率は

$$J / P d = \{ 4 / (5 + Z i) \} [ \hat{S}_w \cdot \nabla w u^3 / \{ \hat{S}_w \cdot \nabla (u^2) \} ] \quad (2.5.13)$$

ただし、 $J$  は  $-e n e c$  で、 $P d$  は  $m e n e c^2 v_{c2}$  で規格化している。

次に、波動との相互作用の結果生じた共鳴電子の速度空間内での変位を考える。角周波数  $\omega$ 、磁場と平行方向の波数  $k_{\parallel}$  をもつ波動は共鳴電子に、エネルギー  $h \omega / (2 \pi)$ 、磁場と平行方向の運動量  $h k_{\parallel} / (2 \pi)$  を与える。共鳴電子のエネルギー、磁場と平行方向の運動量の変化は

$$d E = m e (v_{\perp} d v_{\perp} + v_{\parallel} d v_{\parallel})$$

$$d p_{\parallel} = m e d v_{\parallel} \quad (2.5.14)$$

であるから

$$dE = h\omega / (2\pi) = me(v_{\perp} dv_{\perp} + v_{\parallel} dv_{\parallel})$$

$$dp_{\parallel} = h k_{\parallel} / (2\pi) = m ed v_{\parallel} \quad (2.5.15)$$

よって

$$v_{\perp} dv_{\perp} + (v_{\parallel} - \omega / k_{\parallel}) dv_{\parallel} = 0$$

つまり

$$v_{\perp}^2 + (v_{\parallel} - \omega / k_{\parallel})^2 = \text{定数} \quad (2.5.16)$$

共鳴電子は $(\omega, k_{\parallel})$ の波動との無衝突相互作用の結果、速度空間内の曲線(2.5.16)に沿って変位する(図2-7)。<sup>32)</sup>従って、

$$\hat{S}_w \propto (\omega / k_{\parallel} - v_{\parallel}) \hat{v}_{\perp} + v_{\perp} \hat{v}_{\parallel} \quad (2.5.17)$$

$\hat{v}_{\perp}$ 、 $\hat{v}_{\parallel}$ はそれぞれ、垂直方向、水平方向の単位ベクトルである。

§2.3で述べた低域混成波(LHW)と§2.4で述べた電子サイクロトロン波(ECW)とについて、電流駆動効率を求める。LHWは(2.5.5)式で $l=0$ としたランダウ減衰により波動のエネルギーを電子に与える。この時

$$\hat{S}_{LW} = \hat{v}_{\parallel} \quad (2.5.18)$$

ECWは(2.5.5)式で $l=1, 2, \dots$ の電子サイクロトロン減衰で波動のエネルギーを電子に与える。ECWは $\omega$ が大きく、 $\omega / k_{\parallel} > c$ 。 $c \gg |v_{\parallel}|$ ,  $v_{\perp}$ とすると

$$\hat{S}_{EC} \doteq \hat{v}_{\perp} \quad (2.5.19)$$

従って、(2.5.13)式より

$$\begin{aligned} LHW \quad J/Pd &= \{4 / (5 + Zi)\} \\ &\times [(u^3 + 3w^2u) / (2w)] \end{aligned} \quad (2.5.20)$$

$$\begin{aligned} ECW \quad J/Pd &= \{4 / (5 + Zi)\} \\ &\times [3wu / 2] \end{aligned} \quad (2.5.21)$$

$w \sim u (v_{\perp} \ll v_{\parallel})$ では

$$L H W \quad J / P d = \{ 8 / (5 + Z i) \} w^2 \quad (2.5.22)$$

$$E C W \quad J / P d = \{ 6 / (5 + Z i) \} w^2 \quad (2.5.23)$$

電流駆動効率 (2.5.22) と (2.5.23) は N.J. Fish により導出された。(2.5.23) 式が示すように、E C W のように電子を垂直加速しても電流駆動が可能であり、しかも L H W のように水平に加速する場合と比べても、電流駆動効率は同程度 (3/4 倍) であり、遜色は無いことが示された。

これまでは、L H W や E C W が、1 つの  $k_{\parallel}$  をもつ (即ち  $\delta$  関数的な  $k_{\parallel}$  をもつ) 場合を扱ってきたが、 $k_{\parallel}$  に幅がある場合はその領域で (2.5.5) 式と (2.5.6) 式を積分する必要がある。従って、電流駆動効率は、一般的には (2.5.13) 式の様に単純な形にはならない。しかし、L H W による電流駆動効率は、2次元フォッカープランク方程式 (§ 2.7 の (2.7.1)) を数値計算で解くことにより、次のように表せることが示された。<sup>33)</sup>

$$J / P d = \{ 8 / (5 + Z i) \} \langle w^2 \rangle$$

$$\langle w^2 \rangle = (w_2^2 - w_1^2) / \{ 2 \ln (w_2 / w_1) \}$$

$$(2.5.24)$$

$w_1$ ,  $w_2$  はそれぞれ、L H W の共鳴領域の下限と上限を表す。L H W の磁場と平行方向の屈折率を用いて表すと

$$1 / \langle n_{\parallel}^2 \rangle \equiv \langle w^2 \rangle = (n_2^{-2} - n_1^{-2}) / \{ 2 \ln (n_1 / n_2) \}$$

$$(2.5.25)$$

$$J / P d = \{ 8 / (5 + Z i) \} (1 / \langle n_{\parallel}^2 \rangle)$$

$$(2.5.26)$$

1次元 ( $v_{\parallel}$  方向) での扱いでは (2.5.24) 式の  $\langle w^2 \rangle$  は、定常フォッカープランク方程式を解析的にとくことにより求まる。

## § 2.6 高周波電流駆動と高速電子損失

§ 2.5 で高周波電流駆動について述べたが、そこでは電子の損失は考えていない。電子の閉じ込め時間を $\tau_F$ として、初速 $\vec{v}$ の電子がクーロン衝突により減速して $\vec{v} \rightarrow 0$ となる時間スケールを $\Delta t$ とすると、

$$\tau_F < \Delta t \quad (2.6.1)$$

の時、電子の損失を考慮する必要がある。<sup>22, 23)</sup>速度空間の微小部分が、速度 $\vec{v}$ 、 $v_{||}$ 、電子密度 $\delta f$ である場合、それらの時間変化は、

$$\begin{aligned} dv / dt &= -\nu_E v, \quad dv_{||} / dt = -\nu_H v_{||} \\ d\delta f / dt &= -\delta f / \tau_F, \quad v = |\vec{v}| \end{aligned} \quad (2.6.2)$$

$\nu_E$ 、 $\nu_H$ は(2.5.9)式で与えられる。上式の第1、2番目の式は(2.5.9)式と同じである。第3番目の式が電子損失を表す。規格化(2.5.10)を行い

$$\begin{aligned} du / d\tau &= -\{1 / (2u^3)\} u, \\ dw / d\tau &= -\{(2 + Zi) / (2u^3)\} w \\ d\delta f / d\tau &= -\delta f / \tau_F \end{aligned} \quad (2.6.3)$$

ここで、 $\tau_F$ も $1 / \nu_{c2}$ で規格化している。(2.6.2)式より電子密度 $\delta f$ の微小部分の流す電流(密度)の $t = 0 \sim \Delta t$ 間の平均値は

$$\begin{aligned} \chi_J &= - (e n e / \Delta t) \int_0^{\Delta t} v_{||} \delta f dt \\ &= - (e n e c / \Delta \tau) \int_0^{\Delta \tau} w \delta f d\tau \\ \Delta \tau &= \Delta t \nu_{c2} \text{である} \end{aligned} \quad (2.6.4)$$

$\chi_J$ を $-e n e c$ で規格化すると

$$\begin{aligned} \chi_J &= - (1 / \Delta \tau) \int_0^{\Delta \tau} w \delta f d\tau \\ &= - \{2w / (\Delta \tau u^{2+Zi})\} \\ &\quad \times \int_0^u u'^{4+Zi} \exp \left\{ 2 \int_u^{u'} (u''^2 / \tau_F) du'' \right\} \end{aligned} \quad (2.6.5)$$

衝突により失う電力（密度）と電子損失で失う電力（密度）の  $t = 0 \sim \Delta t$  間の平均値は

$$\chi_D = - (1 / \Delta t) \int_0^{\Delta t} [dE / dt] \delta f dt \quad (2.6.6)$$

$$\chi_L = - (1 / \Delta t) \int_0^{\Delta t} E [d\delta f / dt] \text{loss} dt \quad (2.6.7)$$

電力を  $me n e c^2 e \nu_{c2}$  で規格化すると

$$\chi_D = (1 / \Delta \tau) \int_0^u u' du' \exp \left\{ 2 \int_u^{u'} (u''^2 / \tau_F) du'' \right\} \quad (2.6.8)$$

$$\chi_L = (1 / \Delta \tau) \int_0^u u' {}^4 du' \exp \left\{ 2 \int_u^{u'} (u''^2 / \tau_F) du'' \right\} \quad (2.6.9)$$

波の減衰で電子は速度空間内で変位するが、その方向の単位ベクトルを  $\hat{S}_w$  とする。波動により駆動される平均電流、吸収した波の平均電力  $P_A$ 、衝突で失う平均電力  $P_D$ 、電子損失で失われる平均電力  $P_L$  はそれぞれ、

$$J = \hat{S}_w \cdot \nabla \chi_J \quad (2.6.10)$$

$$P_A = \hat{S}_w \cdot \nabla (u^2 / 2) \quad (2.6.11)$$

$$P_D = \hat{S}_w \cdot \nabla \chi_D \quad (2.6.12)$$

$$P_L = \hat{S}_w \cdot \nabla \chi_L \quad (2.6.13)$$

ここで、

$$(P_L / P_A) + (P_D / P_A) = 1 \quad (2.6.13)$$

が成立ち、吸収された波動のエネルギーは衝突により失われるか、電子の損失で失われるかのどちらかである。電流駆動効率

$$\begin{aligned} J / P_D &= \hat{S}_w \cdot \nabla \chi_J / \{ \hat{S}_w \cdot \nabla (u^2 / 2) \} \quad (2.6.14) \\ &= [4 / \{ \hat{S}_w \cdot \nabla (u^2) \}] \\ &\quad \times [ \hat{S}_w \cdot \nabla \{ w \exp(-\alpha^3 u^3) \phi_{4+2,1}(u) / u^{2+2,1} \} ] \\ \phi_{4+2,1}(u) &= \int_0^u u' {}^{4+2,1} \exp(\alpha^3 u'^3) du' \\ \alpha^3 &= 2 / (3 \tau_F) \quad (2.6.15) \end{aligned}$$

である。L H W と E C W による電流駆動効率は、 $Z_i = 1$  の時

L H W

$$J / P_D = (\tau_F / w) [ 1 + \{ 1 / (\alpha^3 u^3) \} \{ 3 w^2 / u^2 - 1 + (1 - 3 w^2 / u^2 - 2 w^2 u / \tau_F) \times \exp(-\alpha^3 u^3) \} ] \quad (2.6.16)$$

E C W

$$J / P_D = \{ 9 \tau_F^2 w / (2 u^5) \} [ 1 - (1 + \alpha^3 u^3) \exp(-\alpha^3 u^3) ] \quad (2.6.17)$$

$w \sim u$  ( $v \perp \ll v_{\perp}$ ) のとき

L H W

$$J / P_D = (4 / 3) w^2 G(\tau_F, w) \\ G(\tau_F, w) = (3 / 4) (\tau_F / w^3) [ 1 + (3 \tau_F / w^3) \{ 1 - (1 + w^3 / \tau_F) \times \exp(-\alpha^3 w^3) \} ] \quad (2.6.18)$$

E C W

$$J / P_D = w^2 H(\tau_F, w) \\ H(\tau_F, w) = (9 / 2) (\tau_F^2 / w^6) [ 1 - (1 + \alpha^3 w^3) \exp(-\alpha^3 w^3) ] \quad (2.6.19)$$

$\tau_F \rightarrow \infty$  の極限で

(2.6.16) 式  $\rightarrow$  (2.5.20) 式

(2.6.17) 式  $\rightarrow$  (2.5.21) 式



( 2 . 6 . 1 8 ) 式  $\rightarrow$  ( 2 5 . 2 2 ) 式

( 2 . 6 . 1 9 ) 式  $\rightarrow$  ( 2 . 5 . 2 3 ) 式

$G(\tau_F, w)$  と  $H(\tau_F, w)$  を図 2-8 に示す。 $\tau_F$  が条件 ( 2 . 6 1 ) を満たすとき、つまり  $\tau_F / (2w^2) < 1$  で  $G$  と  $H$  は小さくなっていく。即ち電子損失により電流駆動効率は下がる。

## § 2.7 高周波電流駆動と高速電子速度分布関数

高周波電流駆動時の電子速度分布関数  $f$  の振舞いは準線形フォッカー・プランク (Fokker-Planck) 方程式で記述出来る。詳しくは、例えば文献 18 に述べられているが、ここでは特に電子の分布関数の特徴についてまとめる。空間的に一様な電子分布関数に対し、フォッカー・プランク方程式は<sup>18)</sup>

$$\partial f / \partial t = C(f, f) + C(f, f_i) - \nabla \cdot \vec{S}_w$$

$C(f, f)$ ; 電子同志の衝突項

$C(f, f_i)$ ; 電子-イオンの衝突項

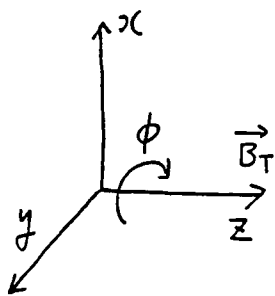
$\vec{S}_w$ ; 波動と電子の相互作用による電子の速度空間内での流れ

$$(2.7.1)$$

$\vec{S}_w$  は低域混成波 (LHW)、電子サイクロトロン波 (ECW) に対して、

$$\text{LHW} \quad -\nabla \cdot \vec{S}_w = \frac{\partial}{\partial v_{\parallel}} \left[ D_{LH} \frac{\partial f}{\partial v_{\parallel}} \right] \quad (2.7.2)$$

$$\text{ECH} \quad -\nabla \cdot \vec{S}_w = \frac{1}{v_{\perp}} \frac{\partial}{\partial v_{\perp}} \left[ D_{EC} v_{\perp}^{2l-1} \frac{\partial f}{\partial v_{\perp}} \right] \quad (2.7.3)$$



静磁場  $\vec{B}_T$  と平行方向に  $z$  軸、 $z$  軸に垂直に  $xy$  面をとる。 $z$  軸のまわりの回転  $\phi$  に対しては、 $f$  は対称とする。速度  $v$  の  $z$  成分を  $v_{\parallel}$ 、垂直成分を  $v_{\perp}$  とし、円筒座標  $(v_{\perp}, \phi, v_{\parallel})$  を使った。 $D_{LH}$ 、 $D_{EC}$  はそれぞれ、LHW と ECW による拡散係数である。<sup>32)</sup> 実験では、LHW と ECW の  $n_{\parallel} = (c/\omega)$

$k_{\parallel}$  は幅をもっており、これを次のように簡単化する。

$$D_{LH, EC} = \text{定数} \quad n_1 \geq n_{\parallel} \geq n_2$$

$$D_{LH, EC} = 0 \quad n_{\parallel} > n_1, \quad n_{\parallel} < n_2 \quad (2.7.4)$$

$n_1$ ,  $n_2$  はそれぞれ波動の  $n_{\parallel} = (c/\omega) k_{\parallel}$  の最大値と最小値であり、実空間において、 $B_r$  方向にプラズマが対称であるならば、入射高周波と同じと近似できる（トカマクプラズマではこの近似は成り立つ）。但し L H W の場合、(2.3.8) 式を満たす (S F C) 領域が存在すると、それより密度の高いプラズマ中心側には伝ばん出来ない。(2.3.8) 式を  $n_{\parallel}$  について解くと

$$n_{\parallel} = (\omega_{pe}/\Omega_e) + [1 + (\omega_{pe}/\Omega_e)^2 - (\omega_{pi}/\omega)^2]^{1/2} \\ \equiv n_c \quad (2.7.5)$$

ここで定義した  $n_c$  と入射高周波の  $n_{\parallel}$  を比較して、大きい方を  $n_2$  とする必要がある。 $n_1$  と  $n_2$  を与えて、電子分布関数の定常 ( $\partial f / \partial t = 0$ ) 解を数値計算で求めた例を図 2-9 に示す。<sup>18)</sup>  $D_{LH}$ ,  $D_{EC}$  を十分大きくとった場合で、 $w = v_{\parallel} / v_{th}$ ,  $x = v_{\perp} / v_{th}$ ,  $v_{th} = (T_e/m_e)^{1/2}$  として、 $f$  の等高線プロットを示す。ここで  $T_e$  はバルク電子温度である。共鳴領域  $n_1 \geq n_{\parallel} \geq n_2$  を  $w$  であらわすと

$$w_1 \leq w \leq w_2$$

$$w_1 = (c/n_1) (1/v_{th}), \quad w_2 = (c/n_2) (1/v_{th})$$

である。高周波電流駆動時の電子分布関数は次の特徴をもつ。

(1) 共鳴領域では、波動による拡散の方向

L H W では  $v_{\parallel}$  方向

E C W では  $v_{\perp}$  方向

に平坦な分布となる。これをそれぞれの方向の「プラトー」分布と呼んでいる。

(2)  $u = (w^2 + x^2)^{1/2} < w_1$  の領域ではマックスウェル分布に近い。この領域の電子はバルク電子に対応し、高周波入射前のものと殆ど変わらない。

(3)  $u > w_1$  では、共鳴領域を外れても、バルク電子の分布から大き

く変化している。

L H W（ランダウ減衰）と E C W（電子サイクロトロン減衰）では、共鳴領域での平坦化の方向が異なり、それぞれで電子分布は異なったものとなる。高周波電流駆動時の高速電子速度分布をモデル化する（§ 3 4）時、これらの特徴を表すようなパラメータを決める必要がある。

## § 2.8 直流電場の存在する場合の高周波電流駆動

プラズマに直流電場 ( $E_{\parallel}$ ) がかかっているとき、§ 2.5、§ 2.6 の扱いは適用できない。簡単のため電子損失の効果を見捨て、直流電場の影響を見る。電子 (速度  $\vec{v}$ 、 $v = |\vec{v}|$ ) の減速の様子は (2.5.9) 式、即ち (2.6.3) 式で  $\tau_F \rightarrow \infty$  としたものに対応した、次のランジバン (Langevin) 方程式で記述出来る。

$$\begin{aligned} dv/dt &= -(\Gamma/v^3) v + (-e E_{\parallel}/me) \mu \\ d\mu/dt &= A(t) + (-e E_{\parallel}/me) (1-\mu^2)/v \\ \mu &= v_{\parallel}/v, \quad \Gamma = ne e^4 \ln \Lambda / (4\pi \epsilon_0^2 m e^2) \end{aligned} \quad (2.8.1)$$

ここで、 $A(t)$  はクーロン衝突によるピッチ角散乱を表し、確率項 (stochastic term) である。

$$\begin{aligned} \langle A(t) \rangle &= -(\Gamma/v^3) (1 + Zi) \mu \\ \langle A(t) A(t') \rangle &= (\Gamma/v^3) (1 + Zi) \\ &\quad \times (1 - \mu^2) \delta(t - t') \end{aligned}$$

$\langle \rangle$  は集団平均を表す。

$$(2.8.2)$$

(2.8.1) 式を集団平均で考えるとき、 $E_{\parallel} \rightarrow 0$  とすると (2.5.9) 式に一致する。電子の運動を (2.8.1) 式で追っていき、

$$x_{\parallel} = - (e / \Delta t) \int_0^{\Delta t} \langle v \mu \rangle dt \quad (2.8.3)$$

を計算すると、 $S_w \cdot \nabla x_{\parallel}$  より、高周波駆動電流  $J$  が求まる (§ 2.5)。初速  $v$  ( $\gg v_{th}$ ) の電子のエネルギーは、クーロン衝突により、バルク電子に流れるが、さらに直流電場  $E_{\parallel}$  が存在するため、電磁誘導相互作用を介して  $-J E_{\parallel} \Delta t$  のエネルギーを失う。

$$P_{el} \equiv -J E_{\parallel} \quad (2.8.4)$$

と定義するとき

$$\begin{aligned}
 P_{el}/P_{in} &= \hat{S}_w \cdot \nabla (-\chi_J E_{\parallel}) / \{ \hat{S}_w \cdot \nabla (mev^2/2) \} \\
 &= -E_{\parallel} [ \hat{S}_w \cdot \nabla (\chi_J) / \{ \hat{S}_w \cdot \nabla (mev^2/2) \} ] \\
 &\quad (2.8.5)
 \end{aligned}$$

は、電子に吸収された波動のエネルギーのうち、電磁誘導相互作用を介して失われる割合を表す。ここで、 $P_{in}$ は電子に吸収された波動のエネルギーである。高周波駆動電流が時間的に増加している場合には、電流変化により直流的な電場  $E_{\parallel}$

$$E_{\parallel} = -L_p (dI_{RF}/dt)$$

$L_p$ はプラズマの自己インダクタンス

$I_{RF}$ は全高周波駆動電流

$$(2.8.6)$$

がかかり、 $P_{el} = -I_{RF} E_{\parallel}$ は  $I_{RF}$ が作る磁場（トカマクプラズマではポロイダル磁場）エネルギーの増加率となる。 $P_{el}/P_{in}$ は、高周波駆動電流の上昇特徴付る重要なパラメータであり、電流上昇効率（ramp-up efficiency）と呼ばれる。

ランジバン方程式（2.8.1）は、次のフォッカー・プランク方程式と等価である。

$$\begin{aligned}
 \partial f / \partial t &= C(f, f) + C(f, f_i) - \nabla \cdot \vec{S}_w \\
 &\quad + (e E_{\parallel} / me) \partial f / \partial v_{\parallel} \\
 &\quad (2.8.7)
 \end{aligned}$$

これは、（2.7.1）式に直流電場の項（最後の項）が加わったものである。プラズマ波動は共鳴領域の電子のみを加速するが、直流電場  $E_{\parallel}$ は速度空間全体で電子を加速する。 $E_{\parallel}$ のみが存在する時、電子の速度分布関数を定性的に表すと、図2-10のようになる。但し、

$$E_{\parallel} < E_D$$

$$E_D = (2 + Zi) [e^3 n_{el} n_{\Lambda} / (4\pi \epsilon_0^2 T e)]$$

$T_e$ ; バルク電子温度

$n_e$ ; バルク電子密度 (2.8.8)

$E_D$  はドライサ (Dreicer) 電場である。電子はクーロン衝突により減速されるが、一方で直流電場により加速される。2つが釣り合うのは、

$$m_e v_{cr}^2 / 2 = (2 + Zi) [ e^3 n_e \ln \Lambda / (4 \pi \epsilon_0^2 E_D) ] \quad (2.8.9)$$

を満たす速さ  $v_{cr}$  をもつ電子の場合である。  $v > v_{cr}$  であると、電場による加速が衝突による減速に打ち勝ち、電子は  $v \rightarrow \infty$  に加速される。この様な電子を逃走電子と呼んでいる。  $v < v_{cr}$  のでは、衝突により熱化されてマックスウェル分布を保つ。ドライサ電場  $E_D$  は  $v_{cr} \sim v_{th} (= (T_e / m_e)^{1/2})$  となる電場であり、  $E_D < E_{cr}$  であると殆ど全ての電子が逃走電子となる。  $E_D > E_{cr}$  でも十分長い時間が経てば全ての電子が逃走電子となる。この意味では、直流電場が存在する場合、定常状態は存在しないことになるが、実際のプラズマでは、何等かの損失機構が働き、直流電場による加速と釣り合う。プラズマ波動と直流電場とが存在する (2.8.4) 式に対しても損失機構を入れれば、定常解は存在すると思われるが、解析が困難なこともあり、逃走電子を含んだ電子分布関数  $f$  の計算例は無い。

$P_{el} / P_{in}$  は数値計算によりランジバン方程式 (2.8.1) を解くと求まるが計算が大変である。これと等価な (2.8.7) 式は、次のような簡単化を行へば、比較的扱い易くなる。

(1) 電子分布関数  $f$  は

$$f = f_n + f_1$$

$f_n$  はマックスウェル分布

$f_1$  は1次の微小量

(2)  $f_n$  はバルク電子を  $f_1$  は高速電子を表す。バルク電子  $f_n$  の変化

は無視出来る。さらに高速電子のエネルギーは、バルク電子のエネルギーに対して十分高い（高速近似； high-velocity approximation）。

この時、衝突項は

$$\begin{aligned} C(f, f) &= C(f_1, f_n) + C(f_n, f_1) \\ &= \Gamma \left( \frac{1}{v^2} \frac{\partial}{\partial v} f_1 + \frac{1}{2v^3} \frac{\partial}{\partial \mu} (1 - \mu^2) \frac{\partial}{\partial \mu} f_1 \right) \\ C(f, f_i) &= \left( \Gamma Z i / 2 v^3 \right) \frac{\partial}{\partial \mu} (1 - \mu^2) \frac{\partial}{\partial \mu} f_1 \end{aligned} \quad (2.8.10)$$

従って、(2.8.7) 式は

$$\begin{aligned} \partial f_1 / \partial t &= C(f_1) - \nabla \cdot \vec{S}_w + (e E_{\parallel} / m e) \partial f_1 / \partial v_{\parallel} \\ C(f_1) &= \Gamma \left( \frac{1}{v^2} \frac{\partial}{\partial v} f_1 + \frac{1+Zi}{2v^3} \frac{\partial}{\partial \mu} (1 - \mu^2) \frac{\partial}{\partial \mu} f_1 \right) \end{aligned} \quad (2.8.11)$$

演算子 D として

$$D \equiv - (e E_{\parallel} / m e) \frac{\partial}{\partial v_{\parallel}} - \Gamma \left[ \frac{1}{v^2} \frac{\partial}{\partial v} + \frac{1+Zi}{2v^3} \frac{\partial}{\partial \mu} (1 - \mu^2) \frac{\partial}{\partial \mu} \right] \quad (2.8.12)$$

を定義すると (2.8.11) 式は

$$\left( \frac{\partial}{\partial t} + D \right) f_1 = - \nabla \cdot \vec{S}_w \quad (2.8.13)$$

(2.8.13) 式は線形偏微分方程式であり、その Green 関数  $g(\vec{v}, t; \vec{v}_0)$  ;  $\vec{v}_0$ )

$$\left( \frac{\partial}{\partial t} + D \right) g(\vec{v}, t; \vec{v}_0) = \begin{cases} \delta(\vec{v} - \vec{v}_0) & t = 0 \\ 0 & t > 0 \end{cases} \quad (2.8.14)$$

が求まるならば、 $f_1$  は

$$f_1(\vec{v}, t) = \int_0^t dt' \int d^3 v' \vec{S}_w \cdot \nabla g(\vec{v}, t - t'; \vec{v}') \quad (2.8.15)$$

から求まる。Green 関数  $g(\vec{v}, t; \vec{v}_0)$  は  $t = 0$  で速度  $v_0$  であった電



子が  $t = t$  で速度  $v$  となる確率に対応している。 $g(\vec{v}, t; \vec{v}_0)$  を求めることは、ランジバン方程式 (2.8.1) を解くこと ( $E_{\perp} \rightarrow 0$  では § 2.5 の (2.5.9) 式、§ 2.5 の (2.6.1) 式を解くこと) と同じである。ここで電流駆動効率 (駆動電流が上昇する場合は電流上昇効率  $P_{el}/P_{in}$ ) を求めるのに必要な

$$x_J = - (e / \Delta t) \int_0^{\Delta t} v_{\perp}(\vec{v}, t) f_1(\vec{v}, t) dt \quad (2.8.16)$$

を求める。この時、(2.8.14) 式の随伴偏微分方程式

$$\begin{aligned} \left( \frac{\partial}{\partial t} + D \cdot \right) h(\vec{v}, t) &= 0 \\ D \cdot &= (e E_{\perp} / m e) \frac{\partial}{\partial v_{\perp}} + \Gamma \left[ \frac{1}{v^2} \frac{\partial}{\partial v} - \frac{1+Z_i}{2v^3} \frac{\partial}{\partial \mu} (1 - \mu^2) \frac{\partial}{\partial \mu} \right] \\ \text{初期条件 } h(\vec{v}, 0) &= h_0(\vec{v}) \end{aligned} \quad (2.8.17)$$

を扱うと便利である。<sup>18)</sup> (2.8.17) 式で初期条件を  $h_0(\vec{v}) = v_{\perp}(\vec{v})$  とした時の解が  $v_{\perp}(\vec{v}, t)$  である。但し、

$$\lim_{v \rightarrow \infty} f_1(\vec{v}, t) = 0 \quad (2.8.18)$$

$$\lim_{t \rightarrow \infty} v_{\perp}(\vec{v}, t) = 0 \quad (2.8.19)$$

を仮定している。(2.8.19) 式は、逃走電子を無視することを意味する。この  $v_{\perp}(\vec{v}, t)$  を (2.8.16) 式に代入すると  $x_J$  が求まる。又、

$$\begin{aligned} W_s(\vec{v}) &= E_{\perp} \int_0^{\Delta t} v_{\perp}(\vec{v}, t) dt \\ \Delta t &\text{は、 } v_{\perp}(\vec{v}, t) \rightarrow 0 \text{ となる程度の十分長い時間} \end{aligned} \quad (2.8.20)$$

を定義すると、電流上昇効率  $P_{el}/P_{in}$  は

$$P_{el}/P_{in} = (\text{定数}) \times \int \vec{S}_w \cdot \nabla W_s d^3v / \int \vec{S}_w \cdot \nabla (m e v^2) d^3v$$

から求まる。低域混成波 (LHW) と電子サイクロトロン波 (ECW)

に対する  $P_{el}/P_{in}$  を図 2-11 に示す。<sup>19)</sup> この様に、線形化したフォッ

カーブランク方程式の随伴偏微分方程式を扱うことで、電子速度分布関数が直接求まらなくても、電流駆動効率は、計算出来る。但し、条件（１）と（２）が成り立ち、しかも電流上昇時では、（２.８ ２０）式の電場による逃走電子を無視している。実際の場合に、この様な簡単化が、適当かどうかは、電子速度分布を調べないとわからない。特に、高速電子の分布関数  $f_1$  は電流駆動に本質的役割を果たしており、 $f_1$  を実験的に決定することは、ここで述べた理論が適当かどうかを明かにするために、必要不可欠である。

### 第3章 X線計測による高速電子速度分布関数の評価

#### §3.1 X線計測と高速電子速度分布関数

高周波電流駆動に重要な役割を担っている高速電子の速度分布関数を、それが輻射するX線から推定することが出来る。高速電子とプラズマ（正）イオン、電子とが衝突する時、主に次の過程でX線が放出される。

(1) 電子-正イオン間のクーロン衝突による制動輻射

(2) 電子-電子間のクーロン衝突による制動輻射

(3) 電子-正イオン間の輻射再結合による輻射

(4) 正イオンや原子からの線スペクトルの輻射

過程(1) - (3)で輻射されるX線は、連続スペクトルを持ち、プラズマ電子の速度分布関数の評価に用いられる。特に、プラズマ電子が熱的平衡状態にある時、電子温度やその空間分布の測定によく用いられている。過程(4)は電子衝突により、イオンや原子が励起されて後、基底状態にもどるとき放出されるX線である。これはプラズマ中のイオンや原子に対する情報を与えるものであるが、この論文では扱わない。

プラズマがZ i 価のイオンとバルク電子と高速電子から成っていて、それぞれの密度を  $n_i$ ,  $n_e$ ,  $n_t$  とする。また、磁場  $B_z$  が z 軸方向に加えられていて、それと垂直に x y 面をとる (図 3-1)。X線の輻射されるX線の輻射される方向を図 3-1 の様に  $\theta$  (z 軸つまり  $B_z$  となす角) と  $\phi$  (x y 面となす角) で表す。単位時間当り、立体角  $d\Omega = \sin\theta d\theta d\phi$  内に高速電子が放出するエネルギー  $h\nu$  から  $h\nu + dh\nu$  の (連続) X線光子数  $I$  は

$$I = I_{ei} + I_{eec} + I_{eeh} + I_{rcm}$$

$$I_{ei} = d\Omega \cdot d h \nu \int_{\vec{p}} n_i n_t \cdot v \cdot f_t(\vec{p}) \cdot Z_i^2 \cdot \sigma_{ei} d^3 p$$

$$I_{eec} = d\Omega \cdot d h \nu \int_{\vec{p}} n_e n_t \cdot v \cdot f_t(\vec{p}) \cdot \sigma_{ee} d^3 p$$

$$I_{eeh} = d\Omega \cdot d h \nu \int_{\vec{p}} n_t^2 \int_{\vec{p}'} v_{rel} \cdot f_t(\vec{p}) \cdot f_t(\vec{p}') \cdot \sigma_{ee} \cdot d^3 p' \cdot d^3 p$$

$$I_{rcm} = d\Omega \cdot d h \nu \int_{\vec{p}} n_i \cdot n_t \cdot v \cdot f_t(\vec{p}) \cdot \sigma_{rcm} d^3 p \quad (3.1.1)$$

ここで

$I_{ei}$ は高速電子－イオン衝突による制動輻射

$I_{eec}$ は高速電子－バルク電子衝突による制動輻射

$I_{eeh}$ は高速電子－高速電子衝突による制動輻射

$I_{rcm}$ は高速電子－イオン輻射再結合による輻射

$\sigma_{ei}$ は電子－イオン衝突における制動輻射断面積

$\sigma_{ee}$ は電子－電子衝突における制動輻射断面積

$\sigma_{rcm}$ は電子－イオン衝突における輻射再結合輻射断面積

$v$ ,  $\vec{p}$ はそれぞれ高速電子の速さと運動量

$v_{rel}$ は衝突する2つの高速電子間の相対速度

$f_t(\vec{p})$ は高速電子の速度分布関数（ $\phi$ 方向には対称）

また、バルク電子とイオンの熱運動は無視する。

$I_{ei}$ 、 $I_{eec}$ 、 $I_{eeh}$ 、 $I_{rcm}$ は高速電子の密度  $n_t$  やエネルギー、イオンの  $Z_i$  によりそれぞれの相対的大きさが変わる。一般に  $\sigma_{ei}$ 、 $\sigma_{ee}$ 、 $\sigma_{rcm}$  は対称でなく、特に入射電子のエネルギーが高くなると、一方向に偏って（入射電子の運動量  $\vec{p}$  の方向）くる。従って、図3-1の  $\theta$  を変えて、X線スペクトルを測定し、積分方程式（3.1.1）の左辺に代入して、この方程式を解くならば、高速の速度分布関数  $f_t$  が求まる。積分方程式は多変数のVolterra形第一種積分方程式である。一変数の場合は、X線トモグラフィーの場合に見られる（運動量  $p$  空間が実空間となっている）。この場合一意的に解が定まることが、Cormak<sup>36, 37)</sup>により示された。しかし、このためにはX線強度を全ての方向で測定する必要があり、実際には不可能な為、ある種の近似がなされている（例えば参考文献51）。（3.1.1）式は、多変数でありかつ全ての方向  $\theta$ 、全てのエネ

ルギー領域での X 線測定は不可能な為、次の様な方法で、高速電子速度分布を推定していく。

- ① 高速電子速度分布関数  $f_t(\vec{p})$  は仮定し、数個のパラメーターで特徴付ける。

(例)

$B_{\parallel}$  に垂直方向の平均エネルギー  $T_{\perp}$

$B_{\parallel}$  に水平方向の平均エネルギー  $T_{\parallel}$

バルク電子に対する密度比

など

- ② ①で導入したパラメーターを決定するのに十分な方向  $\theta$ 、エネルギー領域で X 線スペクトルを測定する。

- ③ 仮定した  $f_t(\vec{p})$  を (3.1.1) 式の右辺に代入して、X スペクトルの  $\theta$  分布を計算する。

④ ②と③とを比較して、 $f_t(\vec{p})$  に導入したパラメーターを決定する。この様にして求まった  $f_t(\vec{p})$  は、実際の速度分布関数と一致する保証はないが、その特徴は十分とらえることができる。特に、高周波電流駆動時の速度分布の様に、その形が理論的に予測出来る場合、理論的予測を  $f_t(\vec{p})$  とすることで、実験的な検証が可能となる。

## § 3.2 制動輻射

電子がイオンあるいは電子とクーロン衝突すると軌道が曲がる（加速度を受ける）ため、その時光子を放出する。これを制動輻射という。電子がイオンに衝突する時の制動輻射の断面積は、相対論的量子力学により、解析的な式が求められている。<sup>38), 39)</sup> この時、イオンの質量  $m_i \rightarrow \infty$  として、ボルン近似を使う。ボルン近似が良い結果を与えるためには

$$Z_i / 137 \ll v_1 / c \quad (3.2.1)$$

かつ

$$Z_i / 137 \ll v_2 / c \quad (3.2.2)$$

ここで、 $Z_i$  はイオンの荷電状態、 $v_1$ 、 $v_2$  はそれぞれ衝突前後の電子の速度である。実験では  $1 \sim 500 \text{ keV}$  の X 線を測定しており、特に高速電子の速度分布関数を調べる時は、数  $10 \text{ keV}$  以上の X 線を扱うため条件 (3.2.1) については問題無い。電子がその運動エネルギーの殆ど全てを光子に与えてしまう場合、 $v_2$  は小さくなり、条件 (3.2.2) は満たされなくなる。ただ、この場合でも補正因子

$$f_e(v_1, v_2) = (v_2 / v_1) \{ 1 - \exp(-2\pi\nu_1) \} \\ \div \{ 1 - \exp(-2\pi\nu_2) \}$$

$$\nu_1 = Z_i \alpha / (v_1 / c), \quad \nu_2 = Z_i \alpha / (v_2 / c)$$

$$\alpha \text{ は微細構造定数 } (\div 1 / 137)$$

$$(3.2.3)$$

で補正出来ることが示されている。<sup>40)</sup> これはエルベルト因子 (Elwert factor) と呼ばれるものである。X 線エネルギー  $h\nu$  が小さい時（およそ  $10 \text{ keV}$  以下）では非相対論的扱いが可能で、この場合ボルン近似に依らない、正確な扱いで断面積が求まる。<sup>41)</sup> 解析的な式で表した制動輻射の断面積と実験との比較、あるいは数値計算との比較がなされており、<sup>42)</sup> (3.2.2) 式を満たさない狭い領域を除けば、数%以内での一致が見られる。 $v_2 \rightarrow 0$  の領域では解析的結果と数値計算とは一致しているのに対し、実験結果が数倍程度大きい、領域は十分狭く、この差は

問題とならない。電子-イオン衝突における制動輻射の断面積

$$\sigma_{ei} = d^2 \sigma_{ei} / (d h \nu d \Omega)$$

は Appendix.1 に示す。

電子同志のクーロン衝突においても、軌道は曲がり、制動輻射は起こる。この場合、電子-イオン衝突と違う点は

(1) 標的電子の反跳

(2) 同種粒子であるための交換効果

であり、扱いを複雑にしている。電子の波動関数を平面波で近似（ボルン近似）して、相対論的量子力学を用いて求めた、電子-電子衝突の場合の制動輻射の断面積

$$\sigma_{ee} = d^2 \sigma_{ee} / (d h \nu d \Omega)$$

は Appendix 2 に示す。<sup>43)</sup> ボルン近似が良い結果を与えるための条件は (3.2.1) と (3.2.2) に対応して

$$1 / 137 \ll \beta_{12} \quad (3.2.4)$$

$$1 / 137 \ll \beta_{12}' \quad (3.2.5)$$

ここで、

$$\beta_{12} = ([P_1 P_1]^2 - m_e^2) / [P_1 P_1]$$

$$\beta_{12}' = ([P_1' P_1']^2 - m_e^2) / [P_1' P_1']$$

$$P_1 = (\varepsilon_1, p_1)$$

$$P_2 = (\varepsilon_2, p_2) \quad \text{衝突前の4元運動量}$$

$$P_1' = (\varepsilon_1', p_1')$$

$$P_2' = (\varepsilon_2', p_2') \quad \text{衝突後の4元運動量}$$

[ ] は4元ベクトルのスカラー積

$$(3.2.6)$$

条件 (3.2.4) は対象としている電子の運動エネルギーが十分高いので電子-イオン衝突の場合の条件 (3.2.1) と同様に満たされる。放出されるX線のエネルギーが、衝突する2つの電子の運動エネルギーの和に近づいた時、条件 (3.2.5) は満たされない。この時、(3.2

3) の  $f_E(\nu_1, \nu_2)$  に対応して

$$f_{eE}(\nu_{e1}, \nu_{e2}) = (\nu_{e2} / \nu_{e1}) \{ \exp(2\pi\nu_{e1}) - 1 \} \\ \div \{ \exp(2\pi\nu_{e2}) - 1 \} \\ \nu_{e1} = \alpha / \beta_{12}, \quad \nu_{e2} = \alpha / \beta_{12}'$$

(3 2 7)

を掛ければ、よい近似となる。<sup>44)</sup> 条件 (3 2.2) や (3 2 5) が満たされなくなる領域を「短波長の極限」(short-wavelength limit) という。「短波長の極限」で

$$\text{電子-イオン衝突} \quad f_E(\nu_1, \nu_2) \rightarrow \infty$$

$$\text{電子-電子衝突} \quad f_{eE}(\nu_{e1}, \nu_{e2}) \rightarrow 0$$

であり、制動輻射の断面積は

$$\text{電子-イオン衝突} \quad \sigma_{ei} \rightarrow \text{有限値} (\neq 0)$$

$$\text{電子-電子衝突} \quad \sigma_{ee} \rightarrow 0$$

2つの断面積  $\sigma_{ei} = d^2\sigma_{ei} / (dh\nu d\Omega)$  と  $\sigma_{ee} = d^2\sigma_{ee} / (dh\nu d\Omega)$  との比較を図3-2 aとbに示す。簡単のため、標的の粒子(イオン、電子)は静止しているとした。入射電子のエネルギーが数10 keVから数100 keVの領域では、 $\sigma_{ei}$ の方が $\sigma_{ee}$ に比べて数倍大きい。

プラズマ中の高速電子からのX線輻射は(3.1 1)式で与えられる。制動輻射からの寄与は

$$I_{ei} + I_{eec} + I_{eeh} \quad (3 2 8)$$

それぞれの項は

$$I_{ei} \propto Z i^2 \sigma_{ei} n_i n_t \quad (Z i n_i = n_e)$$

$$I_{eec} \propto \sigma_{een} n_e n_t$$

$$I_{eeh} \propto \sigma_{een} t^2$$

断面積の大きさの比較から

$$\sigma_{ei} > \sigma_{ee} \quad (3 2.9)$$

実験では高速電子密度  $n_t$  はバルク電子密度  $n_e$  より十分小さい (§ 4 2



実験結果参照)。

$n t \ll n e$

(3.2.10)

従って、

$I_{ei} > I_{eec} \gg I_{eeh}$

(3.2.11)

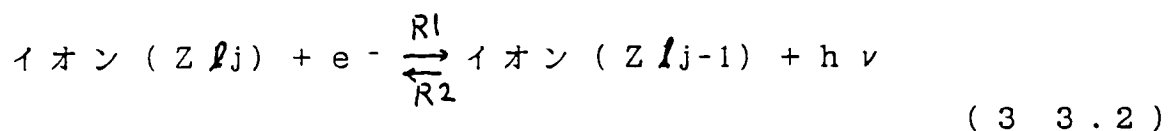
よって、高速電子－高速電子衝突による制動輻射  $I_{eeh}$  は無視できる。

### § 3.3 輻射再結合による輻射

電子がプラズマイオンの空いている電子軌道に捕獲される（再結合）とき、電子の持っていた運動エネルギーとバンドエネルギーの和のエネルギーの X 線を輻射する過程を輻射再結合という。この過程による輻射を評価するには、プラズマ中のイオン（不純物イオンを含む）の荷電状態と、各不純物の各荷電状態に対して、輻射断面積  $\sigma_{rcm}$  を調べる必要があり、非常に複雑である。 $\sigma_{rcm} = d^2 \sigma_{rcm} / (d h \nu d \Omega)$  は各イオンに対して求めなくてはならないが、§ 3.2 で扱った制動輻射の様に、自由粒子の 2 体問題とならず、解析的な式は求まっていない。X 線の輻射角を考えない断面積  $\sigma_{rcm} = d \sigma_{rcm} / d h \nu$

$$d \sigma_{rcm} / d h \nu = 1 / (4 \pi) \int_{\Omega} [d^2 \sigma_{rcm} / (d h \nu d \Omega)] d \Omega \quad (3.3.1)$$

を用い、輻射再結合輻射を評価する。原子番号  $Z$  のイオンが荷電状態  $Z l_j$  にあり、このイオンに電子が再結合する場合を考える。



この過程は上式の  $R_1$  であり

$$h \nu = m e v^2 / 2 + x l_q$$

$q$  は電子の入る軌道の主量子数

$x l_q$  は電子の入る軌道に対するイオン化エネルギー

$$(3.3.3)$$

$R_1$  と逆の過程  $R_2$ （光電効果によるイオン化）の断面積  $\sigma_{ph}$  は計算出来て

$$\sigma_{ph}(h \nu) = 2^6 \pi^4 e^{10} m e Z l_j^4 / \{ 3^{3/2} (4 \pi \epsilon_0)^5 c h^3 \} \\ \times g f b / \{ (h \nu)^3 q^5 \}$$

$g f b$  は自由一束縛ガウント因子 ( $\sim 1$ )

$$(3.3.4)$$

熱的平衡状態においては (3.3.2) 式の  $R_1$  と  $R_2$  とは釣り合うことができる。つまり

$$v \rho_v \sigma_{rcm} g(Z l_j) = c \rho_{ph} \sigma_{ph} g(Z l_{j-1})$$

$$\rho_v = m e^2 c^2 v / (h c)^3 ; \text{自由電子に対する状態密度}$$

$$\rho_{ph} = (h v)^2 / (h c)^3 ; \text{光子に対する状態密度}$$

$$g(Z l_j) ; \text{電子軌道}(q) \text{の空席数}$$

$$g(Z l_{j-1}) ; \text{電子軌道}(q) \text{の状態数 } 2 q^2$$

(3.3.5)

これより  $\sigma_{rcm}$  は<sup>45)</sup>

$$\sigma_{rcm}(h v) = 2^7 \pi^4 e^{10} Z l_j^4 / \{ 3^{3/2} (4 \pi \epsilon_0)^5 m e c^3 h^3 \} \\ \times g_{fb} / (h v v^2) (\xi / q^3)$$

(3.3.6)

電子が温度  $T_t$  のマックスウェル分布

$$f_t(v) 4 \pi v^2 dv = \{ m e / (2 \pi T_t) \}^{3/2} \\ \times \exp(-m e v^2 / (2 T_t)) 4 \pi v^2 dv$$

(3.3.7)

であるとして

$$I_{rcm} = d h v \sum_l \int n_l n_t v f_t(v) \sigma_{rcm} 4 \pi v^2 dv \\ = A (d h v / h v) n_t \sum_l [ \sum_j Z l_j^2 n_l j \beta_l j (T_t, h v) ] \\ \times \exp(-h v / T_t) / T_t^{1/2}$$

$$A = 3 \times 10^{-9} ; I_{rcm} \text{の単位が } 1 / (k e V m^3 s e c) \text{の時}$$

$$\beta_l j (T_t, h v) = g_{fb} (\xi / n_0^3) (\chi l_{j,n0} / T_t)$$

$$\times \exp(\chi l_{j,n0} / T_t)$$

$$+ \sum 2 [ (n_0 + k)^2 / (n_0 + k)^3 ] g_{fb}$$

$$\times (\chi l_{j,n0+k} / T_t) \exp(\chi l_{j,n0+k} / T_t)$$

$n_l j$  は荷電  $Z l_j$  のイオンの密度

$n_t$  は電子密度

$n_0$  は再結合後の基底状態の軌道の主量子数

$\chi_{lj,q}$  は軌道 ( $q$ ) からイオン化エネルギー。

$$\text{但し } q = n_0, n_0 + k$$

(3.3.8)

ここで  $\chi_{lj,q}$  は

$$\chi_{lj,q} = (Z l_j^2 / q^2) \chi_H$$

$\chi_H$  は水素電離エネルギー ( $= 0.0136 \text{ keV}$ )

(3.3.9)

(3.3.8) 式で  $l$  の和は、プラズマ中の不純物全てに対して、 $j$  の和は、各不純物の全ての荷電状態に対してとる。今、軽元素不純物として酸素、金属不純物として鉄の場合で  $I_{rcm}$  の大きさを、電子-イオン衝突の制動輻射  $I_{ei}$  と比べてみる。電子の分布がマックスウェル分布の時

$$I_{ei} = A (d h \nu / h \nu) n t \sum_l \left[ \sum_j Z l_j^2 n l_j g_{ff} \right] \times \exp(-h \nu / T t) / T t^{1/2}$$

$A$  は (3.3.8) 式と同じ。

$g_{ff}$  は自由-自由ガウント因子 ( $\sim 1$ )

(3.3.10)

(3.3.8) 式で  $\beta_{lj}(T t, h \nu) = g_{ff} (\sim 1)$  としたものが (3.3.10) 式となっている。

$$\beta_{lj}(T t, h \nu) \ll 1 \quad (3.3.11)$$

ならば、輻射再結合による輻射は無視出来る。プラズマが熱的平衡にあるとした時の、酸素と鉄の荷電状態を図3-3に示す。この論文で扱うプラズマのバルク電子温度  $T_e$  は  $T_e < 500 \text{ eV}$  であり、また高速電子の密度はバルク電子密度の数%以下(第4章)であるため、不純物の荷電状態は主に、バルク電子温度  $T_e$  により決まる。 $T_e < 500 \text{ eV}$  では、図3-3より、酸素は  $O^{8+}$ 、鉄は  $Fe^{16+}$  まで考える必要がある。高速電子の制動輻射と輻射再結合による輻射は (3.3.10) 式と (3.3.8) 式から評価出来る。 $n t$  は高速電子密度であり、 $T t$  は高速電子の平均エネルギーに対応する。 $T t = 30 \text{ keV}$  と  $100 \text{ keV}$  で  $\beta_{O^{8+}}$ 、 $\beta_{Fe^{16+}}$  の

値は

$$T_t = 30 \text{ keV}$$

$$\beta_{O^8} < 0.06, \quad \beta_{Fe^{16}} < 0.03$$

$$T_t = 100 \text{ keV}$$

$$\beta_{O^8} < 0.02, \quad \beta_{Fe^{16}} < 0.008$$

(3.3.12)

となる。原子番号の大きい鉄の方が酸素に比べて小さいのは、鉄は高々M殻の軌道までなのに対し、酸素はK殻の軌道までを含んでいる為である。(3.3.12)は条件(3.3.11)をほぼ満たしている。さらにこの論文で扱うプラズマは水素プラズマであり、 $O^{8+}$ や $Fe^{16+}$ などの不純物イオンの密度は水素イオン(プロトン)密度の10%に達していないことを考慮に入れると、数10 keV以上のエネルギー領域の電子に対しては、 $I_{rcm}$ は $I_{ei}$ に比べて十分小さいといえる。

ここで注意すべきは、バルク電子に対しては、輻射再結合輻射は制動輻射に比して、10～100倍になりえることである。<sup>(46)</sup>このことは、(3.3.8)式と(3.3.10)式で、 $n_t$ と $T_t$ にバルク電子の値を代入することで調べられる。この時、 $\beta_{lj}(T_t, h\nu)$ の

$$\exp(x_{lj,q}/T_t), \quad q = n_a, n_a + k$$

が $x_{lj,q} \sim T_t$ のため、非常の大きくなるからである(高速電子の場合は $x_{lj,q} \ll T_t$ )。

### § 3.4 高速電子速度分布関数のモデル

図 2-9、2-10 で示す様な速度空間内で非対称な速度分布関数を特徴付けるパラメターについて述べる。この論文では、L H W による電流駆動時の高速電子速度分布関数を基準とする。つまり

(1) L H W 電流駆動時に理論的に予測される高速電子速度分布関数を必要なパラメターで特徴付け、モデル化する。

(2) L H W 電流駆動実験時の高速電子速度分布関数を (1) のモデルと比較する。

(3) E C W 電流駆動時や直流電場印加時の高速電子速度分布関数を (1) のモデルをもちいて評価し、(2) の結果と比べることで、電流駆動機構の違いによる速度分布関数の変化を調べる。

(2)、(3) では、X 線の角度分布の測定結果と高速電子速度分布関数のモデルから計算されるものとを比較する。(2)、(3) の結果から、理論的予測と実験との定量的比較が可能となる。

L H W 電流駆動時の電子速度分布関数は図 3-4 に示す様な領域分けることが出来る。大きく、バルク電子と高速電子である。さらに、高速電子は L H W 共鳴領域とそれ以外の領域と分けれる。これらの領域を特徴付けるパラメターについて調べる。この時フォッカー・プランク方程式 (2.7.1) の計算結果  $f$  を使い、

$$F(v_{\perp}) = \int f(v) dv_x dv_y$$

$$T_{\perp}(v_{\perp}) = \int (m e v_{\perp}^2 / 2) f(v) dv_x dv_y$$

$v_x, v_y$  は  $z$  軸 ( $B_r$ ) に垂直な  $x$  軸、 $y$  軸方向の速度成分

$$v_{\perp}^2 = v_x^2 + v_y^2$$

(3.4.1)

を図 3-5 に示す。 $f$  は

$$f(\vec{v}) = f_n(v) + f_t(\vec{v})$$

$f_n(v)$  ; バルク電子の分布関数

$f_t(\vec{v})$  ; 高速電子の速度分布関数

( 3 . 4 . 2 )

と近似出来る。 $f_n(v)$  はマックスウエル分布

$$f_n(v) = n_e (m_e / (2\pi T_e))^{3/2} \exp(-m_e v^2 / (2 T_e))$$

$n_e$  ; バルク電子密度

$T_e$  ; バルク電子温度

( 3 . 4 . 3 )

である。 $f_t(\vec{v})$  は図 3-5 より次パラメーター特徴付けられる。

$T_F$  ; 共鳴領域の磁場と平行方向の  $f_t$  の傾き。

$T_{PF}$  ; 共鳴領域の磁場と垂直方向の  $f_t$  の傾き。

$E_2$  ;  $v = v_2$  (共鳴領域の上限) での電子の運動エネルギー

$T_B$  ;  $v_{||} < 0$  の領域での磁場と平行方向の  $f_t$  の傾き。

$T_{PB}$  ;  $v_{||} < 0$  の領域での磁場と垂直方向の  $f_t$  の傾き。

$R_{BF}$  ;  $v_{||} < 0$  の領域と  $v_{||} > 0$  の領域との密度比

$$= \int_{v_{||} < 0} f_t(v) d^3v / \int_{v_{||} > 0} f_t(v) d^3v$$

( 3 . 4 . 4 )

各軸方向には「マックスウエル分布」をしているとした、いわゆる 3 温度モデル ( $v_{||} < 0$  と  $v_{||} > 0$  での磁場と平行方向と磁場と垂直方向の 3 方向の温度を与えるという意味で) に対応している。今の場合、垂直方向も  $v_{||} < 0$  の領域と  $v_{||} > 0$  の領域とで分けている。実験ではエネルギーが 100 keV 以上の電子も問題となるため、相対論的に取扱易い運動量空間で、分布関数を考えていく (この場合も速度分布関数と呼ぶことにする)。

図 2-9、図 3-5 のフォッカー・プランク方程式の解は非相対論的な場合であるが、相対論的な場合も大きく変化しないと思われる。相対論

的な分布関数  $f$  の計算例は殆どないが、L H W に電流駆動の場合は図 3-6 であり、<sup>21)</sup> 分布関数は、(3.4.4) のパラメーターで表せる。

L H W 電流駆動時の高速電子速度分布関数のモデルは (3.4.4) のパラメーターを使って

$$f_t(\vec{p}) = \left\{ \begin{array}{ll} 0 < v_{\parallel} < v_2 \text{ で} & C_F \exp \left\{ \left[ 1 - (1 + p_{\parallel}^2)^{1/2} \right] / T_F \right\} \\ & \times \exp \left\{ \left[ 1 - (1 + p_{\perp}^2)^{1/2} \right] / T_{PF} \right\} \\ v_2 < v_{\parallel} \text{ で} & \text{マックスウエル分布} \\ 0 < v_{\parallel} < v_2 \text{ で} & C_B \exp \left\{ \left[ 1 - (1 + p_{\parallel}^2)^{1/2} \right] / T_B \right\} \\ & \times \exp \left\{ \left[ 1 - (1 + p_{\perp}^2)^{1/2} \right] / T_{PB} \right\} \end{array} \right.$$

ここで

$$C_F = \int_{p_{\parallel} > 0} f_t(\vec{p}) d^3 p, \quad C_B = \int_{p_{\parallel} < 0} f_t(\vec{p}) d^3 p \quad (3.4.5)$$

となる。// と  $\perp$  はそれぞれ磁場に平行と垂直方向の成分を表す。この分布関数は各軸上で、

$$\partial f_t(p) / \partial p_j = - (p_j / T_j) f_t(p), \quad j = //, \perp \quad (3.4.6)$$

を満たし、 $T_j$  がそれぞれの軸方向の傾きを表している。 $v_2 < v_{\parallel}$  の領域では、 $0 < v_{\parallel} < v_2$  と連続的につながるように、しかも  $p = 0$  を中心とする同心円の等高線を持つように決める。従って、 $T_F$  と  $T_{PF}$  とによって一意的に決まる。近似的には、温度  $T_{PF}$  の等方マックスウエル分布とみなせる。 $C_F \neq C_B$  ( $R_{BF} = C_B / C_F \neq 1$ ) の時、 $p_{\parallel} = 0$  で不連続となる。実際の分布は連続的に変化していると思われるが、このモデルでは、



$T_{p_F} \rightarrow T_{p_B}$ 、 $T_F \rightarrow T_B$ の連続的な変化は扱っておらず、 $T_{p_F} \neq T_{p_B}$ 、 $T_F \neq T_B$ の場合、 $p_{\perp} = 0$ 不連続性は無視する。

またこのモデルは、共鳴領域の下限  $v_1$ （実験条件では  $p = 0$  の近くにくるものと予測とされる）を含んでいない。これは、 $p = 0$  の近くは、エネルギーが低いため、実験的に  $v_1$  を求めるが困難なためである。

速度空間内で非対称な電子速度分布関数のモデルは、他にも考えられているが（例えば文献 25、26）、LHW 電流駆動時の高速電子速度分布関数のモデルに適したものでない。モデル (3.4.5) の  $p_{\perp} = 0$  での断面図及び運動量空間での等高線プロットをそれぞれ、図 3-7 a と b に示す。相対論効果により、共鳴領域  $v_{\parallel} = v_2$  は図 b のように  $p_{\perp}$  が大きくなると、 $p_{\parallel}$  の大きいほうへずれていく（図 3-6 と同じ）。

非相対論的なフォカー・プランク方程式は高速電子のエネルギーが十分高いとした領域で解析的に解くことが出来る（ $f_t$  の漸近解）。<sup>33-35)</sup> この漸近的な定常解も (3.4.5) 式と同じパラメーターつまり (3.4.4) で表される。

### § 3.5 X線角度分布（測定結果とモデル計算との比較）

実験では、プラズマX線のトロイダル磁場に対する角度（ $\theta$ ）分布を、図4-1-4の測定系により得る。各 $\theta$ に対して、測定されるXスペクトルは、（3.1.1）式を視線上で積分したものとなる（座標系は図3-8と図AP-1を参照）。

$$I = I_{ei} + I_{eec}$$

$$I_{ei} = d h \nu \int_{\mathcal{L}} \int_{\mathcal{P}} n_e(\mathcal{L}) n_t(\mathcal{L}) Z_{eff} G(\mathcal{L}, \theta(\mathcal{L})) \\ \times v d^2 \sigma_{ei} / (d h \nu d \Omega) f_t(p, \theta_0, \mathcal{L}) d^3 p d \mathcal{L}$$

$$I_{eec} = d h \nu \int_{\mathcal{L}} \int_{\mathcal{P}} n_e(\mathcal{L}) n_t(\mathcal{L}) G(\mathcal{L}, \theta(\mathcal{L})) \\ \times v d^2 \sigma_{ee} / (d h \nu d \Omega) f_t(p, \theta_0, \mathcal{L}) d^3 p d \mathcal{L}$$

$$d^3 p = p^2 \sin^2 \theta_0 d p d \theta_0 d \phi$$

$$Z_{eff} = \sum n_i Z_i^2 / n_e \quad (i \text{ はプラズマ中のイオンの種類})$$

$G(\mathcal{L}, \theta(\mathcal{L}))$  はコリメータ系で決まる幾何学的因子。

（3.1.1）式の $d\Omega$ を含む。

$\theta(\mathcal{L})$  は視線上で値が変わる。

$$(3.5.1)$$

$I$  は高速電子が輻射するX線で、 $I_{eeh}$ と $I_{rcm}$ は無視した（§3.2、§3.3）。 $f_t(p, \theta_0, \mathcal{L})$  は規格化した高速電子速度分布関数であり $\phi$ 方向（図3-1）に関しては対称とする。（3.5.1）式を計算する為には、プラズマパラメータの実空間での分布つまり径（ $r$ ）方向分布を知る必要がある。径方向分布に対して次の仮定をする。

- ① バルク電子密度 $n_e$ は軸対称； $n_e(r)$
- ② 高速電子密度 $n_t$ は軸対称； $n_t(r)$
- ③  $Z_{eff}$ は（実）空間で一様
- ④  $f_t(p, \theta_0, \mathcal{L})$  は（実）空間で一様つまり $f_t(p, \theta_0)$  とおける。

ここで、 $r = |\vec{r}|$ 。④はX線スペクトルの径方向分布を測定することで確認できる (§ 4.2.3、§ 4.2.6)。バルク電子密度の径方向分布  $n_e(r)$  はHCNレーザ干渉計により得られる。 $n_t(r)$  は、X線の径方向分布測定より決める。各  $r$  でのX線光子数は

$$\begin{aligned}
 I_r = & d h \nu \int n_e(l) n_t(l) v G(l, 90^\circ) \\
 & \times [Z_{eff} d^2 \sigma_{ei} / (d h \nu d \Omega) + d^2 \sigma_{ee} / (d h \nu d \Omega)] \\
 & \times f_t(p, \theta_0) p^2 \sin^2 \theta_0 d p d \theta_0 d \phi d l \\
 \doteq & \int n_e(l) n_t(l) Z_{eff} G(l, 90^\circ) d l \times I_{hv} \\
 & (3.5.2)
 \end{aligned}$$

ここで、簡単のため  $d^2 \sigma_{ee} / (d h \nu d \Omega)$  は無視した (§ 3.2)。

$$\begin{aligned}
 I_{hv} = & d h \nu \int_{\vec{p}} v d^2 \sigma_{ei} / (d h \nu d \Omega) \\
 & \times f_t(p, \theta_0) p^2 \sin^2 \theta_0 d p d \theta_0 d \phi \\
 & (3.5.3)
 \end{aligned}$$

$n_e(l)$  即ち  $n_e(r)$  が求まれば、 $n_t(r)$  も決定できる。④の仮定を使うと、(3.5.1) 式は

$$\begin{aligned}
 I = & F_c \times I_{nor} \\
 F_c = & \int n_e(l) n_t(l) Z_{eff} G(l, \theta(l)) d l \\
 I_{nor} = & d h \nu \int v \times [Z_{eff} d^2 \sigma_{ei} / (d h \nu d \Omega) \\
 & + d^2 \sigma_{ee} / (d h \nu d \Omega)] \\
 & \times f_t(p, \theta_0) p^2 \sin^2 \theta_0 d p d \theta_0 d \phi \\
 & (3.5.4)
 \end{aligned}$$

と表すことができる。 $I_{nor}$  は単位視線長さ当りのX線光子数計数率に対応している。 $F_c$  はプラズマパラメータが与えられたときの、実効的な視線の長さと考えられる。図3-9bに  $F_c$  の例を示す。ただし、 $n_e(r)$  と  $n_t(r)$  が図3-9aに示すような分布  $\propto (1 - (r/a)^2)^{-1}$  をしている場合である。実験では、図3-9aに対応する、 $n_e(r)$  と  $n_t(r)$

r) は測定より求める。X線角度分布は  $I_{\text{nor}}$  に対応した量

$$\text{測定値} / F_c \quad (3.5.5)$$

で、プロットする。

高速電子速度分布関数  $f_t(p, \theta_0)$  に § 3.4 で導入したモデルを使って、数値計算を行い、その結果と実験結果とを比較して、モデルに含まれるパラメータを決定していく。この時問題となるのが、何を基準に、モデルを検定するかである。一般に、使用されるのは、 $\chi^2$  (カイ2乗) 検定であるが、この場合は適用できない。なぜなら、

(1) X線光子がポアソン分布に従うための誤差、

(2) 実験誤差 (評価の困難な再現性も含む)

の2つ誤差が同程度と思われるからである。(1) に対しては、X線光子数が十分多いとガウス分布で近似出来るが、実験では数10から数100個の光子を問題となり、この近似は良くない。(1) の場合に有効なのは尤度比検定であるが、(2) の誤差も含むため扱いは大変、困難となる。この論文では、モデル (のパラメータ) が適当かどうかの判断のため、便宜上、次の量を定義する。<sup>26)</sup>

$$\delta^2 = \sum (\ln x_i - \ln F_i) / N$$

$x_i$ ; 測定データ

$F_i$ ;  $x_i$  に対応する計算値

$N$ ; 測定データの個数

$$(3.5.6)$$

$$\varepsilon = [\exp(\delta^2 / N)^{1/2} - 1] \times 100 \quad (\%)$$

$$(3.5.7)$$

$\delta^2$  は測定値と計算値が完全に一致すると零となり、 $\varepsilon$  は0%とである。

図4-2-18aの  $0 < \theta < 90^\circ$  (前方方向 § 4-1-2、§ 4-2-6)

に対しいし、 $\varepsilon$  の変化の様子を図3-10に示す。簡単のため、 $E_2 \rightarrow$

$\infty$ としている。前方方向の X 線角度分布は  $f_t(p, \theta_0)$  の前方方向の  
 パラメータ  $T_F$  と  $T_{PF}$  とで、殆ど決まる。図 3-10 では、 $T_F$  と  $T_{PF}$  と  
 を変化させたときの  $\varepsilon$  の等高線をプロットしてある。 $\varepsilon$  の最小領域が  
 $T_F = 45 \pm 7 \text{ keV}$  と  $T_{PF} = 70 \pm 15 \text{ keV}$  に存在している。その  
 領域での  $\varepsilon \sim 30\%$  程度である。 $E_2$  も含めたモデルのすべてのパラメ  
 ータを変化させて、 $\varepsilon$  が最小となる組合せを、最適とみなす。図 4-2-  
 18a では、 $\varepsilon$  は X 線角度分布全体で約  $15\%$  程度である。数値計算に  
 よると、 $\varepsilon$  が数% 違うと、X 線角度分布の差が識別できる。しかし、実  
 験では、評価の困難な誤差などが含まれており、意味のある  $\varepsilon$  の違いは  
 $10\%$  程度と思われる（例えば § 5.2）。

## 第4章 実験

### §4.1 実験装置

#### §4.1.1 主な実験装置

実験はWT-3トカマク装置（図4-1-1）を用いて行われた。WT-3の真空容器は主半径 $R_b = 0.65\text{ m}$ 、小半径 $b = 0.25\text{ m}$ で厚み $10\text{ mm}$ ステンレスで作られている。プラズマの小半径 $a_p$ はLHWランチャーの近くに設置された可動リミター（材質ステンレスまたはモリブデン）で決める。可動リミターはプラズマとLHWランチャーとのカップリングの調整と高エネルギー電子の衝突によるLHWランチャーの損傷を避けるために使用されている。トロイダル磁場 $B_T$ の最大値は $1.75\text{ T}$ である。

低域混成波を励起するための高周波は周波数 $2\text{ GHz}$ 、最大電力 $350\text{ kW}$ 、最大パルス幅 $100\text{ msec}$ である。上下に積み重ねて低磁場側に設置された2組の4導波管列ランチャーを用いてプラズマへ入射される。隣接する導波管間の位相差は $90^\circ$ （ $\pi/2$ モード）に設定してある。入射されるLHWの磁場方向の屈折率 $n_{\parallel}$ は上のグリルでは $n_{\parallel} = 1 \sim 6$ 、下のグリルでは $n_{\parallel} = 1 \sim 4.2$ である（図4-1-2）。

ECWは $56\text{ GHz}$ により励起する。マイクロ波は直線偏光しており $B_T$ に対して $+60^\circ$ または $-60^\circ$ で入射する。入射モードは、異常波または正常波で、低磁場側より入射する。このマイクロ波は $\omega = \Omega_e$ の電子サイクロトロン共鳴（ECR）放電でプラズマ（ECRプラズマ）を生成する目的にも使用する。ECRプラズマは高周波トカマク実験でのターゲットプラズマとして重要である。 $56\text{ GHz}$ のマイクロ波の場合、 $B_T \geq 1.4\text{ T}$ でECR領域が容器外に出てしまいECR放電が起こらなくなる。さらに低い $B_T$ （ $\geq 1.0\text{ T}$ ）では $40\text{ GHz}$ のマイクロ波を使用している。

バルク電子温度と線平均電子密度の径方向分布は、それぞれトムソン散乱、5チャンネルのHCNレーザー干渉計をショット毎に径方向に移動して測定した。

プラズマのポロイダル断面内での時間発展を調べるため、軟X線強度 $I_{sx}$ の空間分布を測定している。 $I_{sx}$ の測定はシリコン表面障壁(SSB)ダイオードをならべた2組のファンアレイにより行った(図4-1-3)。一組のアレイ(21チャンネル)は上面の観測ポートに、他方のアレイ(23チャンネル)は横面の観測ポートに配置されている。各アレイの、空間分解能はプラズマ中心で約15mmである。SSBダイオードで測定できるエネルギー領域は0.2から27keVであるが、下限のエネルギーは、コリメータ部の吸収体(Be膜)で変えることができる。各吸収体で透過率10%となるエネルギーを $h\nu_{min}$ で表し、そのときの信号を $I_{sx}(h\nu_{min})$ と表す。

高速電子の情報は、電子サイクロトロン輻射(ECE)<sup>24)</sup>と硬X線輻射強度( $I_{HX}$ )により得られる。前者は、水平方向からXモードで測定を行い、数keV以上の高速電子からの非熱輻射が観測できるように受信感度を調節した。後者については§4.1.2で述べる。

#### § 4 1.2 硬 X 線計測装置

硬 X 線スペクトルの  $B_r$  に対する角度分布は図 4-1-4 の装置によって行う。一個の NaI ( $25.4 \text{ mm } \phi \times 76.2 \text{ mm}$ ) 検出器により、 $h\nu = 35 \sim 500 \text{ keV}$  の領域で X 線スペクトルを測定する。NaI 検出器は周囲を約  $0.2 \text{ m}$  厚の鉛でシールドされており、コリメータ系を通らない X 線は検出器に達しないようにしている。測定系を図の面内で、回転中心を中心として回転させ、プラズマの中心線となす角（つまり  $B_r$  となす角） $\theta$  を変えて、X 線スペクトルの角度分布を測定する。電子が検出器に向かってくる場合、この電子を前方方向（Forward）、逆に遠ざかっていく場合、後方方向（Backward）に走る電子と呼ぶことにする。測定系は  $\theta = 0^\circ \sim 90^\circ$  をスキャン出来る。 $\theta = 90^\circ \sim 180^\circ$  に対しては、電流を反転することにより測定する。

$h\nu = 35 \sim 500 \text{ keV}$  の硬 X 線スペクトルの径方向分布は、下面の観測ポートに配置した一個の NaI ( $25.4 \text{ mm } \phi \times 76.2 \text{ mm}$ ) 検出器を径方向にスキャンして測定する。 $r = -85 \text{ mm}$  から  $115 \text{ mm}$  ( $r = R - R_b$ ;  $R_b$  は真空容器の中心) の範囲をスキャンできる。NaI 検出器は厚み  $5 \text{ mm}$  のアルミニウム製の窓を通しプラズマを垂直方向に見る。

2 つの波高分析器（計数率  $50 \text{ kcps}$ 、チャンネル数  $250$ 、時間分解能  $10 \text{ msec}$ ）で、角度分布測定用と径方向分布測定用の 2 個の NaI 検出器からの信号を同時に処理する。統計的に意味のある X 線スペクトルを得るためには  $20 \sim 50$  ショットの放電を繰り返し、それらの和をとる必要がある。一つの X 線角度分布を得るためには  $\theta = 0^\circ \sim 180^\circ$  の間で約  $20$  点程度必要で、このため  $400 \sim 1000$  ショットという膨大な数の「再現性の良い放電」が必要となり、大変な測定である。

9 個の NaI 検出器 ( $10 \text{ mm } \phi \times 25.4 \text{ mm}$ ) で構成したアレイを、硬



X線スペクトルの径方向分布測定用のNaI検出器に隣接して配置してある。測定エネルギー領域は $35\text{ keV} \sim 250\text{ keV}$ である。NaIアレイは、硬X線スペクトルの径方向分布測定用のNaI検出器と同一の観測ポートを通してプラズマを垂直方向に見ており、 $r = -85\text{ mm}$ から $115\text{ mm}$ まで $25\text{ mm}$ 間隔で硬X線強度 $I_{\text{HX}}$ （スペクトルではない）の径方向分布を1ショットで測定出来る。NaIアレイはプラズマパラメータを変えて、全体的な傾向を調べるのに使われる。プラズマの再現性は、NaIアレイの信号 $I_{\text{HX}}(35\text{ keV})$ を他の信号と同時にモニタすることにより判断した。各ショット間で、 $I_{\text{HX}}(35\text{ keV})$ の波形のずれが $10\%$ 以下であれば、他の波形（例えば、 $I_p$ や $n_e$ ）のずれは $1 \sim 2\%$ 以内である。このため、 $I_{\text{HX}}(35\text{ keV})$ の波形が $10\%$ 以内で再現した放電は、「再現した放電」として扱った。

Si(Li)検出器を使い、 $h\nu = 1 \sim 40\text{ keV}$ の軟X線スペクトルを測定している。Si(Li)検出器は図4-4のNaI検出器と入れ換えて使用する。普通、 $\theta = 90^\circ$ でのスペクトルを測定する。X線のエネルギーが低いので、角度依存性が小さいからである。

## § 4.2 実験結果

### § 4.2.1 高周波トカマク実験1 (高周波トカマクの形成)

プラズマパラメータの時間的发展を図4-2-1に示す。まず、ECR加熱 (ECH) によりプラズマを作る。56 GHzジャイロトロン ( $P_{ec} = 100 \text{ kW}$ ,  $\tau_{ec} = 15 \text{ msec}$ ) マイクロ波出力を  $t = 0$  で入射している。電流駆動のためのLHWは、わずかに遅れて  $t = 1 \text{ msec}$  から入射した。プラズマ電流  $I_p$  (図4-2-1 a) は、 $P_{ec}$  入射中に  $2 \text{ kA}$  にまで達している。 $t = T_1 \doteq 16 \text{ msec}$  以後、 $I_p$  は急速に ( $\Delta I_p / \Delta t < 780 \text{ kA/sec}$ ) 立ち上がり、 $t = T_2 \doteq 32 \text{ msec}$  で約  $10 \text{ kA}$  に達する。その後、 $I_p$  はゆっくり ( $\Delta I_p / \Delta t \doteq 140 \text{ kA/sec}$ ) 増加して  $20 \text{ kA}$  に達する。一周電圧  $V_L$  (図4-2-1 b) は  $\Delta I_p / \Delta t$  に対応して変化する。バルク電子密度  $\bar{n}_e$  (図4-2-1 c) は、 $t = T_2$  以後は  $2.4 \sim 3.0 \times 10^{18} \text{ m}^{-3}$  である。

黒体輻射レベルの10倍以上のECEの信号  $I_{ECE}$  (90 GHz) (図4-2-1 d) とNaIアレイの信号 (9チャンネルの信号の和)  $I_{HX}^T$  (35 keV) (図4-2-1 e) は、LHWにより生成された高速電子が存在することを示す。放電初期 ( $t \leq T_2$ ) では、 $I_{ECE}$  (90 GHz) と  $I_{HX}^T$  (35 keV) とは、異なった時間发展を示す。初めに、 $I_{ECE}$  (90 GHz) が現れて、増加していく。次に、 $I_{HX}$  (35 keV) が  $t = T_1$  で現れて、増加する。 $t = T_2$  以降では、 $I_{ECE}$  (90 GHz) と  $I_{HX}$  (35 keV) は、共にほぼ一定である。 $I_{ECE}$  (90 GHz) と  $I_{HX}$  (35 keV) の時間发展から高エネルギー電子の時間发展が次のようなものであると推論される。まず、比較的低いエネルギーの高エネルギー電子が、 $t \leq T_1$  で生成され、これが、 $I_p$  ( $\leq 2 \text{ kA}$ ) を担う。次に、 $T_1 \leq t \leq T_2$  で  $I_{HX}$  (35 keV) でモニタできる程度の高いエネルギーを持つ高速電子がLHWで生成され、发展する。 $I_p$  はこのとき、急

速に立ち上がっている。 $t \geq T_2$  では、高速電子の発展は緩やかになり電流は緩やかに立ち上がっている。時間発展を図 4-2-1 に示すように第 1 段階 ( $t \leq T_1$ ) 第 2 段階 ( $T_1 \leq t \leq T_2$ )、第 3 段階 ( $t \geq T_2$ ) の 3 つの段階に分けることが出来る。 $T_1$  と  $T_2$  は  $I_{Hx}$  (35 keV) (図 4-2-1 e) の時間発展から決めた。

磁気プローブにより測定したプラズマ電流中心の位置の時間変化 (図 4-2-1 f) は、電流が低磁場側 (LHWランチャー側) から流れ初め次第に内側へ移動していくことを示す。放電の初期 ( $t < 20 \text{ msec}$ ) では、 $I_p$  が小さいため、正確な測定は困難である。

図 4-2-1 では、時間的に増大する垂直磁場  $B_v$  を  $t = 0$  に印加するため、正の  $V_L$  ( $\approx 0.5 \text{ V}$ ) が現れている。しかし、この正の  $V_L$  は電流形成には本質的役割を果たしていない。図 4-2-2 は、このことを示す電流立ち上げ実験の一例である。ここでは、定常  $B_v$  ( $\approx 10 \text{ G}$ ) を加えているので  $B_v$  電源からの入力はない。つまり  $B_v$  の変化による正の  $V_L$  は現れない。 $P_{Ec}$  断後、16 msec 遅れて、 $P_{LH}$  (120 kW) を入射した。 $P_{LH}$  入射によりプラズマ電流  $I_p$  は図 4-2-2 a で示すごとく立ち上がり、高エネルギー電子 (図 4-2-2 d の  $I_{ECE}$ ) が生成され、 $n_e$  が増加する。 $I_{Hx}^T$  (35 keV) の信号は検出されないので、図 4-2-2 の放電は図 4-2-1 の第 1 段階に対応する。プラズマ密度  $\bar{n}_e$  は  $P_{Ec}$  を切った後、約 5 msec の減衰時間で、減少していき、 $P_{LH}$  入射時には約  $1 \times 10^{17} \text{ m}^{-3}$  になっている (図 4-2-2 c)。  $P_{LH}$  を入射する以前には高エネルギー電子は存在していないことが ECE の信号  $I_{ECE}$  (80 GHz) からわかる。 $P_{LH}$  を 16 msec よりさらに遅らせて入射した場合、 $I_p$  は立ち上がらず、 $I_{ECE}$ ,  $\bar{n}_e$  とともにまったく変化しない。このことは  $\bar{n}_e > 1 \times 10^{17} \text{ m}^{-3}$  であればターゲットプラズマ中に高エネルギー電子がなくとも LHW で電流を立ち上げることができることを意味する。

放電の第一段階では、小さな電流を担う高エネルギー電子が、 $P_{ec}$ と $P_{LH}$ 又は、 $P_{LH}$ だけで生成される。高周波のみによるプラズマ生成及び高エネルギー電子生成の過程は、WT-2装置においても調べられている。<sup>47-50)</sup> 垂直磁場 $B_v$ が存在する場合、トロイダル方向で特定の方向に進むテイル電子はトロイダルドリフト( $v_{dr}$ )が打ち消され、逆方向へ進むものは助長され、テイル電子は非対称(速度空間で)に閉じ込められて、電子の一方向への流れが生じる。つまりトロイダル電流が生成される。一旦、トロイダル電流が生成されると、ポロイダル磁場 $B_p$ によって、閉じ込められる電子の速度空間内での領域が広がっていく。電流が増加して $B_p \doteq B_v$ に近ずくと、この領域は、 $v_{dr}$ に対し対称に近づく。従ってこの機構で流れる最大電流は、 $B_p \doteq B_v$ の関係で評価出来る。<sup>48)</sup>

図4-2-2の場合 $B_v = 10\text{ G}$ を用いて評価した最大電流は、約 $1\text{ kA}$ であり、実験の値に近い。トロイダル電流をうまく立ち上げて、第3段階へ至るためには、第1、第2段階で $B_v$ を微細に調節する必要があった。

ポロイダル断面内でプラズマの時間発展を調べるために、2組のフアンアレイ(SSBダイオード)を用いて $I_{sx}(0.2\text{ KeV})$ の2次元再生像を得た(図4-2-3)。<sup>51)</sup> この再生像は、バルク電子の密度分布を表している。 $I_{sx}(0.2\text{ KeV})$ とバルク電子の密度とが比例することはHCNレーザー干渉計による測定で確かめられている。図4-2-3aでは $56\text{ GHz}$ のマイクロ波が入射されている。 $I_{sx}(0.2\text{ KeV})$ の極大がECR領域近くにみられ、ECR領域でECRプラズマが生成されていることを示す。プラズマは、LHWランチャーの近くまで広がっている。第2段階の初めに、 $I_{sx}(0.2\text{ KeV})$ の極大は $Z \doteq 0$ 、低磁場側 $R \doteq 0.80\text{ m}$ (ランチャーの近く)に現れ(図4-2-3b)、内下側へ移動しつつ、ポロイダル断面内で広がっていく。第3段階では、ほとんどポロイダル断面全体に広がっていて(図4-2-3c)真空容器の

中心に向かってゆっくり動いていく。放電の最後では  $I_{sx}$  (0.2 KeV) 等高線はほぼ軸対称となる (図 4-2-3 d)。この時、プラズマ表面での安全係数  $q_a$  は約 20 である。

#### § 4.2.2 高周波トカマク実験2 (高エネルギー テイル電子の形成)

X線スペクトラムの時間発展を図4-2-4 aに示す。フォトン計数率は、エネルギーにより、大きく変化するため、3つの領域に分けて測定した。(a) 1~40 keVはSi(Li)検出器で、(b) 35~200 keVはNaI検出器で、(c) 180~500 keVは、24mm厚のCuの吸収体を付けたNaI検出器で測定した。これらを合成して1~500 keVの領域のスペクトラムを得る。<sup>47)</sup> 曲線(1)、(2)、(3)は、それぞれ、第1、2、3段階でのX線スペクトルである。第1段階ではまず、5 keV以下のX線が観測され、エネルギーが時間と共に増えていく。第2段階で、100 keV以上のX線が現れスペクトルは大きく変化し、フォトン計数率は全エネルギー領域で増大する。第3段階になると、100 keV以上のフォトン計数率が増大していく。

第2、3段階のX線スペクトルは、20 keV以下のエネルギー領域の勾配の急な部分と20 keV以上のエネルギー領域の勾配の緩やかな部分とからなっている。従って、LHWで生成される高速電子は、低いエネルギーの成分と高いエネルギーの成分とがあると考えられる。X線スペクトルの $h\nu \leq 10 \text{ keV}$ と $h\nu \geq 100 \text{ keV}$ の傾きをそれぞれ $1/T_L$ と $1/T_H$ とする。

第4-2-5図に $T_L$ 、 $T_H$ 及び35~500 keVのフォトン数 $N_{HX}$  ( $> 35 \text{ keV}$ )の時間発展を示す。第一段階で $T_L \doteq 2 \text{ keV}$ の高速電子が生成され、 $T_L \doteq 5 \text{ keV}$ まで増加するが $T_H$ の高速電子は存在しない。第2段階で $T_L$ は約7 keVに達し $T_H \doteq 40 \text{ keV}$ の高速電子が生成され、 $N_{HX} (> 35 \text{ keV})$ は急速に増加する。 $N_{HX}$ の増大はプラズマ中の高速電子( $T_H$ )の全粒子数が増加していることを示す。第3段階では、 $T_L$ は約9 keVに達しその後ほぼ一定であるが、 $T_H$ と $N_{HX} (> 35 \text{ keV})$ は徐々に増加していく。高速電子( $T_H$ )の時間変化は電流

の時間変化と対応しており、これが電流を担っていることを示している。高速電子 ( $T_H$ ) が電流の担い手であることは、§ 4.2.6 で速度分布関数を調べて明かにする。

9 チャンネルの NaI アレイから得られた  $I_{Hx}$  (35 keV) の空間分布の時間発展を図 4-2-6 に示す。これは電流を担っている高速電子 ( $T_H$ ) の空間分布に対応する。高速電子は第 2 段階の最初に低磁場側 (LHW ランチャーの近く) に現れ、広がっていく。第 3 段階では、真空容器の中心近くにピークをもつ、比較的平坦な分布をしており、ピークはゆるやかに内側へ移動していく。高速電子の時間発展は、バルク電子密度の時間発展と似ており、高速電子がバルクプラズマを作りながら空間的に広がって行くことを意味している。

入射  $n_{\parallel}$  の最大値は 6 で共鳴粒子のエネルギーに換算すると 7 keV となる。従って 7 keV 以下のエネルギーを持つ電子は、入射 LHW と結合出来ないことになる。ところが実験では、電流がうまく立ちあがり、第 2、3 の段階に達する場合には 1 ~ 7 keV の領域に高速電子の  $T_L$  の成分が存在し、プラズマ中に  $n_{\parallel} = 6 \sim 16$  (共鳴粒子のエネルギーで 7 ~ 1 keV) を持つ LHW が励起されていることを示している。つまり、入射 LHW のスペクトルには  $n_{\parallel} = 6 \sim 16$  (共鳴粒子のエネルギーで 7 ~ 1 keV) にギャップが存在するが、このスペクトルギャップは埋められていることを示している。スペクトルギャップを埋める機構種々の機構<sup>52-56)</sup>が提案されているが、現時点では、実験的に明らかにするのに十分なデータは得られていない。

### § 4.2.3 高周波トカマク実験3 (LH駆動電流の分布と $Z_{eff}$ の評価)

高周波トカマクは第1、2段階を経て第3段階に達する。第3段階で電流はさらに増加を続け、 $I_p \sim 20 \text{ kA}$ まで達する(例えば、図4-2-1や図4-2-10)。LHWのパルス幅をさらに長くして、電流をさらに上昇させる時、第3段階での電流上昇効率が問題となる。これを調べるためには、バルク電子密度、温度の空間分布と電流分布及び $Z_{eff}$ の情報が必要である。バルク電子の分布は

$$\begin{aligned} n_e(r) &= n_{e0} (1 - (r/a_p)^2)^{1/5}, \\ n_{e0} &= 5.7 \pm 0.5 \times 10^{18} \text{ m}^{-3}, \\ a_p &= 0.19 \text{ m} \end{aligned} \quad (4.2.3.1)$$

で表される(図4-2-7a)。ここで、 $r = R - R_p$ ,  $R_p (= 0.66 \text{ m})$ はプラズマの主半径である。中心電子温度は $T_{e0} = 140 \pm 10 \text{ eV}$ である(図4-2-7b)。

電流分布は電流を担っている高速電子の空間分布から求まる。高速電子の空間分布は $N_{hx} (> 35 \text{ keV})$ の径方向分布(図4-2-8a)で評価する。実験データは、

$$N_{hx} (> 35 \text{ keV}) = N_0 (1 - (r/a_p)^2)^2$$

で近似できる。フォトン数 $N_{hx}$ は

$$N_{hx} = \int F dh \nu \quad (4.2.3.2)$$

で与えられる。Fは§3.5の(3.5.2)式で与えられる。 $Z_{eff}$ は空間的に一様であると仮定する。 $T_h$ は $R = 0.56 - 0.77 \text{ m}$ でほぼ一定である(図4-2-8b)ので、高速電子の分布関数 $f_t$ は空間的に



一定であると仮定すると、電流を担っている高速電子密度の空間分布  $n_H(r)$  が式 (4.2.3.2) から

$$n_H(r) = n_{H0} (1 - (r/a_p)^2)^{0.5} \quad (4.2.3.3)$$

と求まる。従って電流分布  $j(r)$  は

$$j(r) = j_0 (1 - (r/a_p)^2)^{0.5} \quad (4.2.3.4)$$

と表すことができる。

$Z_{eff}$  を評価するためには式 (4.2.3.3) の  $n_{H0}$  を決定する必要がある。このために、まず  $\beta_p + l_i/2$  の値を求めた。垂直磁場  $B_v$  と MHD 平衡の式<sup>57)</sup>

$$B_v = [\mu_0 I_p / (4\pi R)] [1 + n(8R/a_p) + \beta_p - 3/2 + l_i/2]$$

$$l_i/2 = \langle B_p^2 \rangle / [B_p(a_p)]^2 \quad (4.2.3.5a)$$

から求まる。ここで、

$$\beta_p = \mu_0 [\langle P_{\parallel} \rangle + \langle P_{\perp} \rangle] / B_p^2(a_p), \quad (4.2.3.5b)$$

$\langle \rangle$  はポロイダル断面での平均値、 $P_{\parallel}$  と  $P_{\perp}$  はそれぞれ圧力テンソルの、磁場に平衡と垂直な成分で、次式で算出した。<sup>58)</sup>

$$P_{\parallel M} = m_e n_H \gamma v_{\parallel}^2 dv,$$

$$P_{\perp M} = m_e n_H \gamma v_{\perp}^2 dv, \quad (4.2.3.6)$$

添え字 M はバルク成分かテイル成分かを表し  $\gamma = (1 - v^2/c^2)^{-1/2}$ 。 $\beta_p$  はバルクに対応する部分  $\beta_{bulk}$  とテイルに対応する部分  $\beta_{tail}$  との和  $\beta_p = \beta_{bulk} + \beta_{tail}$  である。式 (4.2.3.5a) を用いて求めた  $\beta_p + l_i/2$  の時間変化を図 4-2-8c に示す。ここで  $R = 0.66\text{ m}$ 、 $a_p = 0.19\text{ m}$  を使用した。 $\beta_p + l_i/2$  はほぼ一定でその値は約 2 である。図 4-2-7a、b の  $n_e$ 、 $T_e$  の分布より  $\beta_{bulk} = 0.4$  となる。電流分布として式 (4.2.3.4) を用いると  $l_i = 0.7$ 。よって、 $\beta_{tail} =$

1.2 となる。最後に、式 (4.2.3.5 b) の  $n_H$  に式 (4.2.3.3) を代入して、式 (4.2.3.5 a) を用いると  $n_{H0} \sim 3 \times 10^{18} \text{ m}^{-3}$  となる。但し、高速電子の分布関数  $f_t$  として § 4.2.6 で求めたものを使った。このとき  $\langle P_{\parallel} \rangle / \langle P_{\perp} \rangle \sim 1.4$  である。つまり高速電子密度は、バルク電子密度の約 0.5 % であるといえる。

$Z_{\text{eff}}$  は図 4-2-4 b の X 線スペクトラムから評価する。式 (4.2.3.2 b)、(4.2.3.3) と  $n_{H0} = 2 - 5 \times 10^{18} \text{ m}^{-3}$  そして  $G = 1.0 \pm 0.2 \times 10^{-6} \text{ m}^2$  を用いると  $Z_{\text{eff}} \sim 4$  と評価できる。以下の議論では、 $Z_{\text{eff}} = 4$  を用いる。この  $Z_{\text{eff}}$  の値は、バルク電子温度  $T_{e0} \doteq 140 \text{ eV}$  での値としては、OH プラズマの場合と比較して、少し高い。高周波トカマクの第 3 段階からの軟 X 線スペクトル ( $h\nu = 1 \sim 35 \text{ keV}$ ) を見ると (図 4-2-9)、 $h\nu = 5 \sim 7.6 \text{ keV}$  の領域に線スペクトルが現れている。線スペクトルは、真空容器、リミッターの材料である SUS の成分、ニッケル、コバルト、鉄の K 殻からの特性 X 線に対応する。これらの不純物は、 $T_{e0} \sim 140 \text{ eV}$  では高々 M 殻までしか電離されない (図 3-3) が、高速電子により内殻励起され特性 X 線を放出する。金属イオンが存在するが、これは高速電子がリミッターや真空容器壁に当り、その成分をプラズマ中へたたき出している (スパッタリング) ためと思われる。このような原子番号の大きい金属不純物のため、プラズマの実効電荷  $Z_{\text{eff}}$  が高くなっていると思われる。

#### § 4.2.4 高周波トカマク実験4 (電流上昇効率と高速電子損失)

高周波トカマクの第3段階では、バルク電子密度  $\bar{n}_e$  が低い時には、電流  $I_p$  放電の最後まで上昇し続ける。 $\Delta I_p / \Delta t$  はバルク電子密度  $n_e$  に依存しており、 $\bar{n}_e$  の増加すると減少する。LHWパルスが切れる直前 ( $\tau_{LH} = 80 - 100 \text{ msec}$ ) の電流値  $I_{pm}$  と  $n_e$  の関係を図4-2-10に示す。 $\bar{n}_e \sim 1 \times 10^{18} \text{ m}^{-3}$  で  $I_{pm}$  は  $24 \text{ kA}$  に達している。 $\bar{n}_e < 5 \times 10^{18} \text{ m}^{-3}$  では  $I_p$  はLHWパルスが持続している限り上昇し続けるが、 $\Delta I_p / \Delta t$  は  $\bar{n}_e$  の増加にともない減少するため、 $I_{pm}$  は  $\bar{n}_e$  に対して減少関数となる。 $\bar{n}_e \geq 5 \times 10^{18} \text{ m}^{-3}$  では放電途中で準定常状態 ( $\Delta I_p / \Delta t \doteq 0$ ) に達する。この節では、 $\Delta I_p / \Delta t \neq 0$  (正; ランプアップ、負; ランプダウン) の場合を議論する。準定常の場合については§4.2.5で議論する。

LHCD時のエネルギーの流れを図4-2-11<sup>(8-20)</sup>に示す。LHW入射電力  $P_{LH}$  から反射電力を差し引いた電力  $P_{rf}$  が、真空容器内にはいる。プラズマに吸収されずに失われる電力は、観測孔に取り付けた導波管でモニターし、 $P_{rf}$  の10%以下であると推定される。従って、プラズマに吸収される電力  $P_{ab}$  は約  $0.9 P_{rf}$  で、この電力はすべて共鳴電子に吸収されるものとする。高速電子のリミターまたは容器壁への損失  $P_{loss}$  があるため、 $P_{ab}$  のすべては電流に寄与しない。この高速の電子による損失  $P_{loss}$  は無視できない量である。<sup>4, 6, 7)</sup> この損失を差し引いた電力

$$P_{in} = P_{ab} - P_{loss} \equiv \eta_{eff} P_{rf} \quad (4.2.4.1)$$

は、高速電子-バルク電子間の衝突とプラズマ電流との誘導相互作用によりそれぞれ、バルク電子加熱 ( $P_h$ ) とポロイダル磁場のエネルギー変化 ( $P_{el}$ ) とに流れる。

§2.7で示した様に、理論的には  $P_{el} / P_{in}$  は  $v_{ph} / v_R$  に依存

する。ここで、 $v_{ph} = c / n$ ,  $v_R$ は $Z_{eff} = 1$ での逃走電子の速度

$$v_R = \pm (n e e^3 l n \Lambda / 4 \pi \epsilon_0^2 |E| m e)^{1/2} \quad (4.2.4.2)$$

である。

高速電子による損失 $P_{loss}$ を評価するため、理論値 $P_{el} / P_{in}$ と実験値 $P_{el} / P_{rf}$ とを比較する。ポロイダル磁場エネルギー

$$W = L_p I_p^2 / 2 \quad (4.2.4.3)$$

を真空容器内と真空容器外に蓄えられるポロイダル磁場エネルギー $W_{int}$ と $W_{ext}$ とに分ける。ここで

$$W_{int} = \mu_0 R_b \{ \ln(b/a_p) + (1/2) \} (I_p^2 / 2),$$

$$W_{ext} = \mu_0 R_b \{ \ln(8R_b/b) - 2 \} (I_p^2 / 2)$$

で与えられる。 $L_p$ はプラズマの全自己インダクタンス、 $R_b$ と $b$ はそれぞれ真空容器の大半径と小半径である。プラズマの平衡を保つために $B_v$ を変化させているため、 $B_v$ 電源からの入力 $P_{ext}$ が生じる。容器壁を通るPoynting flux( $I_p V_L$ )は $P_{ext}$ と $-dW_{ext}/dt$ との和に等しいから

$$P_{ext} = I_p V_L + dW_{ext}/dt \quad (4.2.4.4)$$

で与えられる。 $V_L$ は真空容器上での一周電圧である。 $W$ の一部( $V^2/R_{sp}$ )は、バルク電子の加熱に使われる。ここで $V$ はプラズマ中の電圧、 $R_{sp}$ はバルク電子で決まるSpitzer抵抗である。 $W$ に関するエネルギーの流れの釣合を考えると

$$P_{el} = dW_{ext}/dt - P_{ext} - V^2/R_{sp} \quad (4.2.4.5)$$

が得られる。従って $P_{el} / P_{in}$ は

$$\begin{aligned} P_{el} / P_{in} &= [dW_{ext}/dt - P_{ext} - V^2/R_{sp}] / P_{in} \\ &= (1/\eta_{eff}) / (P_{el} / P_{rf}) \end{aligned} \quad (4.2.4.6)$$

となる。ここで  $P_{el}/P_{rf}$  はいわゆる電流上昇効率（ランプアップ効率）と呼ばれる量である。 $dW/dt$ 、 $P_{ext}$ 、 $V^2/R_{sp}$  の時間発展を図 4-2-12 に示す。 $dW/dt$  と  $P_{ext}$  は  $l_i = 0.7$  (§ 4.2.3)、 $R_b = 0.65 \text{ m}$ 、 $a_p = 0.20 \text{ m}$ 、 $b = 0.25 \text{ m}$  を用いて求めた。 $V^2/R_{sp}$  はプラズマ中心での一周電圧と図 4-2-7 b の  $T_e$  分布から求めた。 $dW/dt$  と  $P_{ext}$  はそれぞれ、 $3.5 \text{ kW}$  と  $1.4 \text{ kW}$  でほぼ一定である。 $V^2/R_{sp}$  は ( $0.1 \text{ kW}$  以下) であるので無視できる。 $dW/dt - P_{ext}$  は  $\bar{n}_e$  の増加にともない減少する (図 4-2-13 a) が、 $P_{rf}$  の増加とともに増加する (図 4-2-13 b)。

実測できていない  $\eta_{eff}$  と  $n_{//}$  をパラメータとして、 $P_{el}/P_{in}$  (理論値) と  $P_{el}/(\eta_{eff} P_{rf})$  (実験値) とが最もよく一致する  $\eta_{eff}$  と  $n_{//}$  の組合せを探す。この過程で求まる  $n_{//}$  は、実際の LHW の  $n_{//}$  は  $\delta$  関数的でなく幅を持つために、これを 1 つ  $n_{//}$  で置き換えた時の値に対応する。これを「実効的な  $n_{//}$ 」として、 $\langle n_{//} \rangle$  と記す。図 4-2-14 は  $\eta_{eff} = 0.14$ 、 $\langle n_{//} \rangle = 6$  とした場合で、理論値と実験値の最もよい一致を示したものである。実線は理論値  $P_{el}/P_{in}$  を  $\eta_{eff}$  倍したものである。データ点として、 $\bar{n}_e$  と  $P_{LW}$  を変えた約 200 ショットの放電の  $\bar{n}_e$  と  $\Delta I_p/\Delta t$  がほぼ一定である  $10 \sim 30 \text{ msec}$  間の平均値を使用し、 $l_n \Lambda = 1.6$  と  $Z_{eff} = 4$  (§ 4.2.3) を使用した。

$P_{loss}$  は  $P_{rf}$  の 76% ( $P_{ab}$  の 85%) に達し他のランプアップの実験<sup>6, 7)</sup> に比べて非常に大きい。電流上昇効率  $P_{el}/P_{rf}$  は約 5% で参考文献 6, 7 のそれと比べて小さい。 $\eta_{eff}$  と  $\langle n_{//} \rangle$  の組合せは一意的には決まらず、ある程度の幅を持つ。つまり  $\eta_{eff} = 0.09 \sim 0.2$  と  $\langle n_{//} \rangle = 5 \sim 9$  の範囲で、理論値と実験値はかなりよい一致をしめす。

しばしば用いられる変換効率

$$\varepsilon_R = (dW/dt - P_{ext}) / P_{in}$$

$$= \eta_{\text{eff}} (dW/dt - P_{\text{ext}}) / P_{\text{rf}} \quad (4.2.4.7)$$

の最大値は  $\bar{n}_e \sim 1 \times 10^{18} \text{ m}^{-3}$ 、 $P_{\text{rf}} \doteq 200 \text{ kW}$  の時で約 5 % である。

この実験ではバルク加熱電力  $V^2/R_{\text{sp}}$  が非常に小さい ( $0.1 \text{ kW}$  以下) ので  $\varepsilon_R$  と  $P_{\text{el}}/P_{\text{rf}}$  はほぼ一致する。

#### § 4.2.5 高周波トカマク実験5 (準定常電流駆動効率と 高速電子損失)

高周波トカマク実験において、その第3段階で、 $\bar{n}_e$ と $P_{LH}$ の値により、 $\Delta I_p / \Delta t \doteq 0$ で $\Delta n_e / \Delta t \doteq 0$  (準定常状態) の放電が達成できる。図4-2-15に準定常状態 ( $I_p = 8 \text{ kA}$ ,  $\bar{n}_e \doteq 3.5 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ ,  $P_{LH} = 80 \text{ kW}$ ) の放電を示す。図では $t = 43 \text{ msec}$ 以降 (第3段階) で準定常状態に達しており、 $\Delta W / \Delta t \doteq 0$ であり、また $P_{ext}$ は絶対値が $0.5 \text{ kW}$  ( $\ll P_{LH}$ ) 以下であり、無視できる。準定常状態における $I_p$ 対 $P_{rf} / (\bar{n}_e R)$ を図4-2-16aに示す ( $I_p = 6 \sim 15 \text{ kA}$ ,  $P_{rf} = 40 \sim 200 \text{ kW}$ ,  $\bar{n}_e = 3 \sim 10 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ )。準定常電流駆動効率 $\eta_{cd}$  ( $= I_p \bar{n}_e R / P_{rf}$ ) として $\eta_{cd} \doteq 0.04 \times 10^{19} \text{ A m}^{-2} / \text{W}$  (一点波線) が得られる。準線形のLHCD理論によると、<sup>18)</sup>

$$\eta_{cd} = 1.2 \times 10^3 / [ \langle n_{\perp}^2 \rangle \ln \Lambda (5 + Z_{eff}) ]$$

$$(10^{19} \text{ A m}^{-2} / \text{W}) \quad (4.2.5.1)$$

ここで、 $1 / \langle n_{\perp}^2 \rangle$ は(2.5.25)式で与えられる。(2.5.25)式は高速電子の損失がなく、矩形状のスペクトルを持つLHWのランダウ減衰により電子の速度分布にプラトーが形成されている場合に適用できるものである。 $n_1$ と $n_2$ は、それぞれ $n_{\perp}$ の最大値と最小値である。 $n_1$ はランチャーにより決まる入射LHWのスペクトル (図4-1-2) で、 $n_2$ はLHWの近接条件式(2.7.5)

$$n_2 = (\omega_{pe} / \omega_{ce} + [1 + (\omega_{pe} / \omega_{ce})^2 - (\omega_{ci} / \omega)^2])^{1/2}$$

で与えられる。図4-2-16aの実験条件 ( $n_1 \sim 6$ ,  $n_2 \sim 1.8$ ,  $\ln \Lambda = 16$ ,  $Z_{eff} = 4$ ) を用いると $1 / \langle n_{\perp}^2 \rangle \sim 1 / 8.4$ と $\eta_{cd} \sim 1.0 \times 10^{19} \text{ A m}^{-2} / \text{W}$ と成り、実験値 $\eta_{cd} \doteq 0.04 \times 10^{19} \text{ A m}^{-2} / \text{W}$ より2.5倍程度大きい。

§ 4.2.4では、高周波トカマクの $\Delta I_p / \Delta t \neq 0$ のデータを基に、

高速電子の損失  $P_{loss}$  が大きいことを示した。電流駆動に寄与する電力は  $P_{in} = \eta_{eff} P_{rf}$  であるから、高速電子の損失を考慮した準定常電流駆動効率

$$\eta_{cd}^E = \eta_{eff} \times \eta_{cd} \quad (4.2.5.2)$$

で与えられる。§4.2.4で電流上昇効率の議論に用いた図4-2-14の座標原点は準定常状態に対応するが、原点近くでの理論曲線と実験データの一致はよい。このことは§4.2.4の結果 ( $\eta_{eff} = 0.14$ 、 $\langle n_{//} \rangle = 6$ ) を準定常状態にも適用できることを意味する。 $\langle n_{//}^2 \rangle$  を  $[\langle n_{//} \rangle]^2$  で置き換えて、 $\langle n_{//}^2 \rangle = 6^2$ 、 $\eta_{eff} = 0.14$ 、 $Z_{eff} = 4$  を用いると式(4.2.5.2)により、 $\eta_{cd}^E \doteq 0.03 \times 10^{19} \text{ A m}^{-2} / \text{W}$  となり、実験で得られた  $\eta_{cd}$  (図4-2-16a) にほぼ等しい。図4-2-14と4-2-16aに示した2つの異なるモードでの電流駆動効率は、どちらも  $\langle n_{//} \rangle = 6$ 、 $\eta_{eff} = 0.14$  で説明ができ、低い効率の原因は、 $P_{loss}$  が大きいと言える。また  $\langle n_{//}^2 \rangle$  はランチャーで決まる  $n_1$  と近接条件から求めた  $n_2$  から評価した値に比べ4～5倍大きい、これは  $n_{//}$  のいわゆるアップシフトが生じている、つまりLHWがプラズマ中を伝パンするうちに  $n_{//}$  が大きくなる可能性を示しているが、これを定量的に評価する為のデータは、現時点では得られていない。



#### § 4.2.6 高周波トカマク実験6 (高速電子速度分布関数)

高周波トカマク実験において形成された高速電子は、§ 4.2.2 でトロイダル磁場  $B_T$  と垂直方向で測定した X 線スペクトルから  $T_L$  と  $T_H$  で特徴付けられる 2 つの成分から成っていることが明かとなった。エネルギーの低い  $T_L$  の成分の電子が輻射する X 線輻射は対称に近い為、 $T_L$  は高速電子の平均のエネルギーと対応する。しかし、高エネルギー電子の輻射する X 線は進行方向に極端に偏っており (図 3-2)、高速電子が、速度空間で非対称な場合、一方向だけの X 線スペクトルでは速度分布関数を推定できない。ここでは、X 線の  $B_T$  に対する角度分布から  $T_H$  の成分の速度分布関数を求める。測定方法、データ解析についてはそれぞれ、§ 4.1.2 と § 3.5 で述べた。

図 4-2-17 に  $\theta = 23^\circ$ 、 $90^\circ$ 、 $158^\circ$  での X 線スペクトルを示す。 $\theta$  は、視線がプラズマ中心で  $B_T$  となす角 (図 3-8) で、 $0^\circ < \theta < 90^\circ$  の時、電流を担う電子は検出器に向かってくるように定めた。電流を担う電子を基準にして、その電子の進行方向への輻射を前方方向の輻射と呼び、逆の方向への輻射を後方方向の輻射と呼ぶ (§ 4.1.2)。 $\theta = 90^\circ$  (垂直方向) に比べて  $\theta = 23^\circ$  (前方方向) では X 線のエネルギーは高く、X 線スペクトルの傾きがゆるやかである。同じことは、 $\theta = 158^\circ$  (後方方向) の場合でもいえる。X 線の角度 ( $\theta$ ) 分布を図 4-2-18a に示す。これと同時に、解析に必要な X 線スペクトルの径方向分布も測定した (図 4-2-18b)。 $h\nu < 150 \text{ keV}$  と  $h\nu > 150 \text{ keV}$  では径方向分布が違ふ。 $h\nu > 150 \text{ keV}$  の径方向分布は、 $R \sim 0.6 \text{ m}$  にピークを持ち、 $h\nu < 150 \text{ keV}$  の径方向分布に比べ、内側へシフトしている。(3.5.4) 式の  $F_c$  を計算する時は、 $h\nu < 150 \text{ keV}$  (実際には  $h\nu = 75 \sim 125 \text{ keV}$ ) の径方向分布を使った。これは、 $h\nu > 150 \text{ keV}$  では、後に述べる後方方向に走る逃走電子が輻射する X 線は無視できない為である。

高速電子速度分布関数にモデル (3.4.5) 式を用い、実空間の分布

は § 3.5 の仮定 (1) ~ (4) 満たすとして解析していく。この時、実空間の分布は

$$n_e(r) = n_{e0} (1 - \{(R - R_p) / a_p\}^2)^{1/5} \quad (4.2.6.1a)$$

$$n_F(r) = n_{F0} (1 - \{(R - R_F) / a_F\}^2)^{0/5} \quad (4.2.6.1b)$$

$$n_B(r) = n_{B0} (1 - \{(R - R_B) / a_B\}^2)^{\alpha_B} \quad (4.2.6.1c)$$

$$n_{B0} = n_{F0} R_{BF} \quad (4.2.6.1d)$$

$$\delta_{BF} = |R_F - R_B| \quad (4.2.6.1e)$$

$$R_p \doteq R_F \doteq 0.65 \text{ m} \quad (a_p \doteq a_F \doteq 0.2 \text{ m})$$

で与えられる。ここで、 $n_e(r)$ 、 $n_F(r)$ 、 $n_B(r)$  はそれぞれ、バルク電子、高速電子の前方方向、高速電子の後方方向の電子密度分布、 $R_p$ 、 $R_F$ 、 $R_B$  はそれぞれ、バルク電子、高速電子の前方方向、高速電子の後方方向の大半径、 $a_p$ 、 $a_F$ 、 $a_B$  は対応する小半径、 $R_{BF}$  は高速電子の後方方向と前方方向の密度比である。 $n_e(r)$  は § 4.2.3 で求めた。 $n_F(r)$  は (図 4-2-18b) から求めた。ただし、 $n_{F0}$  は決まらない。図 4-2-18a から求める必要があるのはパラメータ (3.4.4) と  $\delta_{BF}$  と  $\alpha_B$ 、つまり

$$T_F, T_{pF}, E_2, T_B, T_{pB}, R_{BF} \text{ と } \delta_{BF}, \alpha_B$$

の 8 個である。これらのパラメータを決定するのに十分なエネルギー  $h\nu$  領域と角度  $\theta$  領域での X 線角度分布を測定する必要がある。図 4-2-18a に測定データと最も良く合うパラメータ (図 4-2-19) での計算曲線を実線で示す。

図 4-2-19a に速度分布関数を示す。前方方向は、 $E_2 \doteq 125 \text{ keV}$  までの領域に、磁場と平行方向に比較的平坦な ( $T_F \doteq 400 \text{ keV}$ ) 分布が形成されている。これは、準線形理論の予測するプラトーに対応している。 $E_2$  の値はバルクプラズマの密度及び  $B_T = 1.5 \text{ T}$  を用い、LHW 近接条件 (2.7.5) 式から、 $E_2 = 140 \text{ keV}$  と計算され、実験値と良く一致している。垂直方向の  $T_{pF} \doteq 40 \text{ keV}$  は、バルク電子温度のほぼ 300 倍となっている。これは、LHW により水平方向に加速

された電子が他のプラズマ粒子との衝突で垂直方向にも拡散していくためである。

後方方向には、前方方向との密度比は小さい ( $R_{BF} \doteq 0.2$ ) がエネルギーの高い ( $T_B \doteq 200 \text{ keV}$ ,  $T_{PB} \doteq 100 \text{ keV}$ ) 高速電子つまり逃走電子が生成されている。これは、電流が増加している ( $\Delta I_p / \Delta t > 0$ ) 為、プラズマに直流的な誘導電圧 (約  $-4 \text{ V}$ ) が掛かるからである。ここで、負 ( $-$ ) は、電子を後方方向に加速する方向である。電流の増加率を増すと、プラズマに掛かる誘導電圧は負の方向にさらに大きくなり、後方方向の逃走電子のエネルギーは高くなる。従って、後方方向 ( $\theta = 158^\circ$ ) のX線のエネルギーが高くなる (図4-2-20の  $B \rightarrow A$ )。実空間での分布は、前方方向に比べてピーキングしており ( $\alpha_B \doteq 4$ )、そのピークは内側にシフトしている ( $\delta_{BF} \doteq 50 \text{ mm}$ )。このシフトは垂直方向で測定したX線スペクトルの径方向分布 (図4-2-18b) の  $h\nu < 150 \text{ keV}$  の領域と  $h\nu > 150 \text{ keV}$  の領域との差として現れている。逃走電子の軌道を計算すると、軌道の中心は

$$\delta_R \sim \pm (ap^2/2) \times (I_A / (RpI_p)) \quad (4.2.6.2)$$

だけシフトする。ここで、+ (外側) は前方方向、- (内側) は後方方向の場合である。  $I_A$  (Alfven電流と呼ばれる) は

$$I_A = 17 (\gamma^2 - 1)^{1/2} \quad (\text{kA}) \quad (4.2.6.3)$$

実験条件を使うと、  $\delta_R \sim 40 \text{ mm}$  であり、  $\delta_{BF} \doteq 50 \text{ mm}$  とほぼ一致している。

後方方向に走る逃走電子は、その方向に電流を運ぶため、LHW電流駆動効率を下げる可能性がある。図4-2-19a、bの場合、エネルギーは高いが、密度は小さく、実空間の分布領域が狭いため、この逃走電子が運ぶ電流は、前方方向に流れる電流の約2割程度である。後方方向に走る逃走電子は存在するが、LHW電流駆動効率を著しく低下させることはない。

#### § 4.2.7 L H W による定常電流駆動時の高速電子速度分布関数

初期プラズマをジュール加熱 (O H) で生成し、O H 遮断後、L H W を入射して定常電流を駆動した (L H C S) 場合の放電波形を図 4-2-21 に示す。電流は  $I_p \doteq 40 \text{ kA}$ 、一周電圧  $V_L$  はほぼ零、バルク電子密度、温度はそれぞれ、 $\bar{n}_e = 4 \sim 5 \times 10^{18} \text{ m}^{-3}$  と  $T_{e0} \doteq 320 \text{ eV}$  である。  $t = 90 \sim 100 \text{ msec}$  の時間での、高速電子速度分布関数を調べる。この時間の、X 線角度分布を図 4-2-22 に示す。高周波トカマクの場合 (図 4-2-18a) と比べて、後方方向の X 線のエネルギーと計数効率が、ともに下がっている。この時の実空間の分布

$$n_e(r) = n_{e0} (1 - \{(R - R_p) / a_p\}^2)^{1/2} \quad (4.2.7.1 a)$$

$$n_F(r) = n_{F0} (1 - \{(R - R_F) / a_F\}^2)^{1/5} \quad (4.2.7.1 b)$$

$$n_B(r) = n_{B0} (1 - \{(R - R_B) / a_B\}^2)^{\alpha/2} \quad (4.2.7.1 c)$$

$$\delta_{BF} = |R_F - R_B|$$

$$R_p \doteq R_F \doteq 0.65 \text{ m} \quad (a_p \doteq a_F \doteq 0.2 \text{ m})$$

を使い、§ 4.2.6 と同じ様に解析を行う。図 4-2-22 の実線は測定データと最も良く合うパラメータ (図 4-2-23) を用いた計算曲線である。

高速電子速度分布関数 (図 4-2-23a) の前方方向は、 $E_2 \leq 100 \text{ keV}$  の領域に、磁場と平行方向に比較的平坦な ( $T_F \doteq 400 \text{ keV}$ ) 分布が形成されていて、準線形理論のプラトーに対応している。 $E_2$  の値はバルクプラズマの密度及び  $B_T = 1.4 \text{ T}$  を使い、L H W 近接条件 (2.7.5) 式から、 $E_2 = 110 \text{ keV}$  と計算され、実験値と良く一致している。垂直方向の  $T_{pF} \doteq 40 \text{ keV}$  は、バルク電子温度のほぼ 100 倍となっている。高周波トカマクの場合 (図 4-2-19a) と、 $E_2$  以外は同じであり、 $E_2$  の違いは L H W の近接条件の違いで説明出来る。

後方方向には、前方方向との密度比の小さい ( $R_{BF} \doteq 0.06$ ) 高速電子 ( $T_B \doteq 150 \text{ keV}$ ,  $T_{pB} \doteq 40 \text{ keV}$ ) が存在する。 $T_B > T_{pB} \doteq T_{pF}$  であり、これは衝突による拡散だけでは説明が出来ない。後方方向

にも何等かの機構で磁場に平行に電子が加速されていると思われる。この機構としては、(1)  $V_L$  は、正確には零でなく、わずかに負（絶対値  $< 0.1 \text{ V}$ ）である、(2) 実際の L H W は後方方向にも、わずかではあるが伝ばんしている（図 4-1-2）などが考えられるが、現時点では結論は得られていない。実空間での分布は、前方方向と同じ様に広がっており（ $\alpha_B \doteq 1.5$ ）、ピーク位置もズレていない（ $\delta_{BF} \doteq 0$ ）。式（4.2.6 2）から電子軌道の中心のズレを計算すると  $\delta_R \sim -10 \text{ mm}$  となり、 $\delta_{BF} \doteq 0$  とほぼ一致する。

#### § 4.2.8 ECWによる定常電流駆動時の高速電子速度分布関数

ECWによるトロイダル電流駆動(ECCD)は、WT-2及びWT-3装置において成功している。特に、WT-3では、第2高調波( $\omega = 2\Omega_e$ )領域でのECCDにも成功している。これらの実験においては、ECW入射により高速電子が生成され、電流を担うことが示されているが、高速電子速度分布関数についての実験的評価はまったくなされていない。ここでは、ECCD時の高速電子速度分布関数を、§3.4のモデル(3.4.5)式を用いて評価する。モデル(3.4.5)式は高速電子速度分布関数を磁場と平行方向に引き伸ばす様な駆動機構(LHWや直流電場)を調べるのに適しているが、ECCDの場合に適当でないと思われる(図2-9)。しかし、このモデルで少なくとも

(1) 速度空間での非対称性の評価

(2) LHC D時の高速電子速度分布関数との差の定性的評価  
の2つの評価が出来る。

図4-2-24にWT-3における、第2高調波( $\omega = 2\Omega_e$ )領域での定常ECCD放電を示す。初期OHプラズマを生成して、OH遮断後、 $\omega = 2\Omega_e$ 領域のECWを入射して、定常電流 $I_p \doteq 20\text{ kA}$ を駆動することができた。一周電圧 $V_L$ はほぼ零、バルク電子密度、温度はそれぞれ、 $\bar{n}_e \doteq 1.7 \times 10^{18} \text{ m}^{-3}$ と $T_{e0} \doteq 200 \text{ eV}$ である。 $t = 70 \sim 80 \text{ msec}$ の時間でのX線角度分布を図4-2-25bに示す。比較のため、 $t = 20 \sim 30 \text{ msec}$ のOHプラズマで得られたX線角度分布を図4-2-25aに示す。実線は、図4-2-26のパラメータでの計算曲線である。図4-2-26a、bはそれぞれ、図4-2-25a、bに対応する。

ECCD時の高速電子分布関数(図4-2-26b)には、LHWの場合のような磁場と平行方向のプラトー分布は形成されていない。磁場と平行方向には、 $T_F \doteq 100 \text{ keV}$ のマックスウエル分布になる。垂直方向では、 $T_{\perp F} \doteq 75 \text{ keV}$ で、LHC D時に比べて2倍近く高い。このことは、ECWが垂直方向に電子を加速していることを示していると思

われる。後方方向の高速電子は、 $T_B \doteq 50 \text{ keV}$ 、 $T_{PB} \doteq 75 \text{ keV}$ であり、定常LHCD時（図4-2-23a）と比べて、 $T_B$ が低く、 $T_{PB}$ は高い。また、 $T_B < T_{PB}$ であることも異なる点である。LHWとECWの場合の後方方向の速度分布の差について、その原因となる機構は現時点では明かでない。

OHプラズマ中の高速電子（図4-2-26a）は前方方向にのみ存在する。これは、 $V_L = 1 \sim 4 \text{ V}$ の電圧により生成された逃走電子である。このプラズマでのドライサ－電場は（2.8.5）式より $E_D = 4 \text{ V/m}$ であるが、掛かっている電場は $0.2 \sim 1 \text{ V/m}$ であり、条件（2.8.6）が満たされている。この時、バルク電子の裾野の部分が、電場により磁場と平行に加速され逃走電子となる。図2-10の様な分布関数が期待されるが、図4-2-26aはこれを実験的に示すものである。後方方向には、高速電子は存在しない。LHWやECWにより生成された高速電子の分布関数と異なる点である。これは、OH電場による電子の加速は、速度空間の全領域で起こることによる。つまり、逃走電子に対しては、電場による加速が衝突による減速に勝っているため、磁場と平行方向に加速された逃走電子は、衝突による拡散では後方方向に達することは出来ない。これに対して、LHCDやECCDの場合は、共鳴領域で生成された高エネルギー電子は、共鳴領域外にでると衝突により拡散していき、後方方向にも達することが出来る。

図4-2-25a、bでは、測定データと計算曲線が、LHWの場合（図4-2-18aと図4-2-22）ほど一致しておらず、（3.4.5）式以外のモデルが必要と思われる。特に、ECCDの場合の様に、分布関数が磁場と垂直な方向に大きく引き伸ばされている可能性がある時（図2-9a）には、（3.4.5）式のモデルを使って定量的な議論は出来ない。

## 第5章 実験結果の考察

### §5.1 LHW電流駆動効率の高速電子損失に対する依存性の考察

(LHW電流駆動効率のプラズマ電流と装置サイズとに対する依存性)

WT-3の高周波トカマク実験におけるLHW電流駆動(LHCD)効率は準定常の場合で  $\eta_{cd} \doteq 0.04 \times 10^{19} \text{ A m}^3 / \text{W}$ , ランプアップ放電の場合で  $\varepsilon_R \doteq P_{el} / P_{rf} \leq 5\%$  と低い。§4.2.4と§4.2.5で、高速電子の損失が大きく、そのためLHCD効率が下がっていることを明らかにした。この節では、LHCD効率のプラズマ電流  $I_p$  と装置の大きさに対する依存性を議論する。 $I_p$  の増大及び装置サイズの増大と共に高速電子の閉じ込めは改善され、<sup>59-62)</sup> 従って、§2.6で述べたようにLHCD効率も高くなると期待される。高周波トカマク実験では第3段階において  $I_p$  が6~15 kAの範囲で準定常状態が得られているが、LHWのパルス幅  $\tau_{LH} \leq 100 \text{ msec}$  では通常のトカマク運転のレベルの  $I_p$  に達していない。WT-3においては、§4.2.7で述べた様にOHプラズマを生成してOHを遮断後LHWを入射した場合、通常のトカマク運転のレベルの  $I_p$  ( $\leq 110 \text{ kA}$ ) でLHCDプラズマ(LHCSプラズマ)が得られている。この場合の  $\eta_{cd}(\circ)$  と高周波トカマクの場合の  $\eta_{cd}(+)$  とを図5-1に示す。図には  $B_T$  が一定で、 $I_p$  の異なる放電から得られた  $\eta_{cd}$  を  $1/q_a(I_p)$  の関数としてプロットした。 $I_p \doteq 20 \text{ kA}$  ( $1/q_a = 0.04$ ) ではLHCSプラズマ( $\circ$ )は高周波トカマクの準定常状態( $+$ )と同程度であり  $I_p$  を増すと  $\eta_{cd}$  が大きくなっているのがわかる。高周波トカマクの第3段階では、バルク電子と電流を運ぶ高速電子(§4.2.6)はLHCSプラズマ(§4.2.7と文献5)と類似しており、 $\eta_{cd}$  は高周波トカマクの場合でも図5-1と同様に  $I_p$  の増加と共に改善されていくと期待できる。

以上はWT-3装置( $R = 0.65 \text{ m}$ ,  $a = 0.2 \text{ m}$ )での結果である。装置サイズの影響を見るため、WT-2装置( $R = 0.40 \text{ m}$ ,  $a = 0$



0.9 m) の場合の  $\eta_{cd}$  も図 5-1 にプロットしてある。△印が高周波トカマク実験 ( $I_p \sim 5 \text{ kA}$ )、▽印が LHC S プラズマ ( $I_p \sim 10 \text{ kA}$ ) の  $\eta_{cd}$  である。WT-2 装置の場合も  $\eta_{cd}$  は  $I_p$  の増大とともに上昇する。2 つの装置で  $B_T$  が同じで安全係数  $q_a$  の値が等しい場合の  $\eta_{cd}$  を比較する。何故ならば  $1/q_a \propto R I_p / (a^2 B_T)$  は  $B_T$  が同じなら装置サイズで規格化した電流と見なせる。図 5-1 で、WT-3 と WT-2 での  $\eta_{cd}$  を  $1/q_a$  が同じ値で比較すると前者は後者のそれより約 4 倍程度大きい。

図 5-1 で  $I_p$  と装置寸法以外のパラメーターは必ずしも同じではない。 $B_T$  は  $1.3 \text{ T} \sim 1.5 \text{ T}$  の範囲で変化しているが、これによる  $\eta_{cd}$  の変化は実験的に 20% 以下と見積れる (図 4-2-16b と参考文献 9)。また  $\bar{n}_e$  と  $P_{LH}$  の変化も  $\eta_{cd}$  を変える可能性はあるが、明かな依存性は得られなかった。我々の実験では、 $\bar{n}_e$  と  $P_{LH}$  の変化による  $\eta_{cd}$  の変化は、図 5-1 に見られるデータのバラツキ程度である。

WT-3 において、バルク電子温度は高周波トカマク ( $I_p \sim 15 \text{ kA}$ ) で  $T_{e0} \leq 140 \text{ eV}$  (§ 4.2.3)、LHC S プラズマ ( $I_p \div 40 \text{ kA}$ ) で  $T_{e0} \div 320 \text{ eV}$  (§ 4.2.7)。WT-2 においては、高周波トカマクと LHC S プラズマで大きな差はなく、 $20 \sim 30 \text{ eV}$  と見積られている。<sup>9)</sup> 図 5-1 のデータ全体では、バルク電子温度は数  $10 \text{ eV}$  から数  $100 \text{ eV}$  の範囲にわたっている。 $\eta_{cd}$  のバルク電子温度依存性は実験では明かではないが、理論的解析によると<sup>13)</sup> この程度の温度変化に対する  $\eta_{cd}$  の変化は 50% に達しない。また、WT-2 での入射 LH W のスペクトラム ( $n_{LL} = 1 \sim 10$ ) は WT-3 のそれと異なる。前者の方が後者に比べて、スペクトラムの広がり ( $\delta n_{LL}$ ) は大きい。この違いが、 $\eta_{cd}$  へ及ぼす影響についての定量的データはないが、参考文献 6 によれば入射スペクトラムの広がり  $\delta n_{LL}$  を 6 倍近く変化させても、 $\eta_{cd}$  は約 2 倍変化するだけである。以上の考察より図 5-1 の WT-2 の  $\eta_{cd}$  と WT-3 のそれとの差は、装置サイズの差に由来するものと思わ

れる。

電流上昇効率（ランブアップ効率）の  $I_p$  依存を知るために  $I_p = 40 \sim 50 \text{ kA}$  の LHC S プラズマ（バルク電子密度  $\bar{n}_e = 3 \sim 8 \times 10^{18} \text{ m}^{-3}$ 、 $B_T = 1.4 \text{ T}$ ）について、§ 4.2.4（図 4-2-14）と同様の解析を行った結果、 $Z_{\text{eff}} = 4$  で  $\eta_{\text{eff}} = 0.4 \sim 0.8$ 、 $\langle n_{\perp} \rangle = 5 \pm 2$ 、電流上昇効率  $P_{\text{el}}/P_{\text{rf}}$  の最大値は約 15% となった。高周波トカマク（ $I_p = 5 \sim 20 \text{ kA}$ ）に比べて  $\eta_{\text{eff}}$  が高いのは、 $I_p$  の増加により、高速電子の閉じ込めが改善された結果であると考えられる。

WT-2 においては、 $q_a \geq 1.3$  の高周波トカマク実験（ $I_p \leq 7 \text{ kA}$ 、 $B_T = 1.3 \text{ T}$ 、 $\bar{n}_e = 1 \sim 2 \times 10^{18} \text{ m}^{-3}$ 、 $P_{\text{LH}} \leq 40 \text{ kW}$ ）で変換効率  $\varepsilon_R$  最大値は 2% であった。これは、WT-3 での、 $q_a \geq 2.0$  の高周波トカマク実験での最大値 5%（§ 4.2.4）と比べて小さく、装置サイズの効果である。

$I_p$  の増大、装置サイズの増大により、LHCD 効率が良くなることが示された。これは、 $I_p$  の増大、装置サイズの増大により、高速電子の閉じ込めが良くなることで説明可能である。高周波トカマクにおいても、通常のトカマク運転のレベルの  $I_p$  に達すれば、LHCD 効率は改善されると期待できる。

## § 5.2 L H W 電流駆動時の高速電子速度分布関数に対する考察

### (高速電子損失と逆電場の影響の考察)

§ 4.2.6 と § 4.2.7 で、(a) 高周波トカマクの第3段階と (b) L H C S プラズマの高速電子速度分布関数を X 線角度分布より評価した。

(a)、(b) 2つの場合、前方方向の L H W 共鳴領域に、磁場と平行方向に平坦な速度分布つまり「プラトー」が形成されていることが示された (図 4-2-19、図 4-2-23)。高速電子速度分布関数はモデル (3.4.5) 式を用いている。ここで共鳴領域の下限  $v_1$  は、§ 3.5 で述べたように、今回の計測では決定困難である。共鳴領域の上限  $v_2$  (あるいは  $v_{\perp} = 0$  での共鳴エネルギー  $E_2$ ) は図 4-2-19 と図 4-2-23 に示すように、X 線角度分布より決定出来る。図 5-2 に、(a) の場合の前方方向の X 線角度分布を示す。実線は、図 4-2-19 のパラメータでの計算曲線である。L H W 共鳴領域に、磁場と平行方向にプラトーが形成されていない場合、つまりモデル (3.4.5) 式で  $v_2 \rightarrow c$  ( $E_2 \rightarrow \infty$ ) とした場合を考える。この場合、測定データと最も良く合うように残りのパラメータを決めると、 $T_F \doteq 70 \text{ keV}$ 、 $T_{PF} \doteq 50 \text{ keV}$  が得られ、X 線角度分布の計算曲線を図 5-2 の点線で示す。 $h\nu \leq E_2$  ( $\doteq 125 \text{ keV}$ ) の領域では、データ点や実線と一致しているが、 $h\nu \geq E_2$  の領域でズレてくる。特に、 $h\nu \geq 200 \text{ keV}$  では測定誤差以上にズレる。(3.5.6) 式で定義した誤差の指標を計算すると、実線と点線に対しそれぞれ、 $\varepsilon = 17\%$  と  $26\%$  であり、有意の差がある。

次に (a) と (b) との高速電子速度分布関数を比較する。図 5-3 に、図 4-2-18a と図 4-2-22 とを重ねたものを示す。 $h\nu = 70 \sim 100 \text{ keV}$ 、 $\theta \leq 60^\circ$  の領域で規格化してある。(b) の場合の X 線角度分布は前方方向では、(a) と殆ど同じである。2つの X 線角度分布で大きく異なるのは、後方方向である。(a) と (b) との実験条件の比較を行うと、

同じ条件      ① L H W 入射スペクトル

異なる条件 ② バルク電子密度

③ バルク電子温度

④ プラズマ電流  $I_p$

⑤  $\Delta I_p / \Delta t > 0$  (a)、 $\Delta I_p / \Delta t \doteq 0$  (b)

②の違いは  $E_z$  の差として現れている。つまり、近接条件 (2 7 5) 式より、(a) では  $E_z = 140 \text{ keV}$ 、(b) では  $E_z = 110 \text{ keV}$  と計算され、実験値と良く一致している。バルク電子温度  $T_{e0}$  は、問題としている高速電子のエネルギーに比べて十分低く、③の差は今の場合無視出来る。④の差は、§ 5.1 で述べたように、高速電子損失の差となる。(a) の場合の方が (b) の場合に比べて高速電子の損失は大きい、2つの場合で、前方方向 (LHW共鳴領域) に関する限り、高速電子の速度分布関数の形は変化していない。ただし、高速電子の密度は変化している。§ 4 2 3での解析を使うと高速電子の密度は

$$(a) \text{ の場合 } n_t(r) = n_{t0} (1 - (r/a_p)^2)^{0.5}$$

$$n_{t0} \sim 3 \times 10^{16} \text{ m}^{-3}$$

$$(b) \text{ の場合 } n_t(r) = n_{t0} (1 - (r/a_p)^2)^{1.5}$$

$$n_{t0} \sim 8 \times 10^{16} \text{ m}^{-3}$$

が得られる。損失の大きい (a) の場合の方が密度が低い。

⑤の違いは、逆方向の誘導電場の有無となる。(a) では  $\Delta I_p / \Delta t \doteq 70 \text{ kA/sec}$  であり、プラズマに絶対値  $0.4 \text{ V}$  の逆方向の一周電圧が掛かる。このため後方方向に走る逃走電子が生成されている (§ 4.2.6)。この様に、(a) の場合は、逆方向の電場が後方方向の高速電子速度分布関数を大きく変化させるが、前方方向 (LHW共鳴領域) に関する限り、電圧が殆ど零である (b) の場合と同じである。

## 第6章 まとめ

W T - 3 装置において、X 線計測により、高周波トカマク実験での、高速電子の時間的、空間的發展と L H W により形成された高速電子速度分布関数を調べた。さらに、高周波トカマクの場合を基準とし、実験条件の違う実験、あるいは電流駆動機構の違う E C C D 実験より得られた高速電子速度分布関数が、どの様に変化にしているかを明かにした。実験結果をまとめると次のようになる。

(1) 高周波トカマクの時間發展は3段階に分かれる。高速電子の時間的、空間的發展は第一段階で、E C H または L H W により少量のエネルギーのやゝ高い電子 ( $T_L \leq 5 \text{ keV}$ ) が生成される。第2段階で、L H C D により高エネルギー電子 ( $T_H \sim 45 \text{ keV}$ ) が、L H ランチャー近くに生成され、空間的に広がっていく。第3段階では、ピーク的位置が容器中心近くにある比較的平坦な分布となる。第2、第3段階の高速電子は、比較的エネルギーの低い成分 ( $T_L$ ) と高い成分 ( $T_H$ ) とで成っている。バルクプラズマの時間的、空間的發展は高速電子のそれと似ている。第3段階での典型的なバルクプラズマのパラメータは  $n_{e0} = 5.7 \pm 0.5 \times 10^{18} \text{ m}^{-3}$ 、 $T_{e0} = 140 \pm 10 \text{ eV}$  である。電流も高速電子の發展に対応して、まず第1段階では小さな電流が生じ、次に第2段階で急速に立ち上がり約  $10 \text{ kA}$  に達する。第3段階では電流はゆるやかに変化する。

(2) 高周波トカマク実験 ( $I_p \leq 24 \text{ kA}$ 、 $q_a \geq 20$ ) においては、通常のトカマク運転のレベルの  $I_p$  での L H C D 実験に比べて、高速電子の損失が非常に大きく (入力電力の78%)、このため L H C D 効率が低い。

(3) 高周波トカマクの第3段階 ( $I_p \sim 13 \text{ kA}$ 、 $\Delta I_p / \Delta t \sim 70 \text{ kA/sec}$ ) での高速電子速度分布関数は、前方方向に  $E_2 = 125 \text{ keV}$  ま

で伸びた磁場と平行方向に比較的平坦な分布 ( $T_F \sim 400 \text{ keV}$ 、 $T_{PF} \sim 40 \text{ keV}$ ) をしている。これは、LHCDの準線形理論で予測される磁場と平行方向なプラトーに対応しており、LHWのランダウ減衰により形成されたものである。磁場と垂直方向のエネルギーに対応する $T_{PF}$ はバルク電子温度の100倍以上高い。後方方向には、逆方向の電場により、比較的エネルギーの高い逃走電子 ( $T_B \sim 200 \text{ keV}$ 、 $T_{PB} \sim 200 \text{ keV}$ ) が生成されている。しかし後方方向に走る逃走電子の密度は低く ( $R_{BF} \sim 0.20$ )、実空間で分布している領域が比較狭い ( $\alpha B \sim 4$ ) ため、LHCD効率は、大きく悪化しない。

(4)  $I_p = 40 \text{ kA}$ でのLHWによる定常電流駆動時の高速電子速度分布関数は、前方方向に $E_z = 100 \text{ keV}$ まで伸びた磁場と平行方向に比較的平坦な分布 ( $T_F \sim 400 \text{ keV}$ 、 $T_{PF} \sim 40 \text{ keV}$ ) をしている。これは、高周波トカマクの第3段階の場合と殆ど同じである。 $E_z$ の変化はLHW近接条件で説明出来る。

(6) LHW共鳴領域の高速電子速度分布関数は(3)と(4)で形を変えない。これは次の2つのことを意味する。第一に、ランブアップ時の逆方向の電場はLHW共鳴領域の高速電子速度分布に影響しない。第二に、高速電子の損失はLHW共鳴領域の高速電子速度分布に影響しない。

(7) ECWによる定常電流駆動時 ( $I_p = 20 \text{ kA}$ ) の高速電子速度分布関数は、(3)、(4)のLHWの場合と比べて、垂直方向のエネルギーが高い ( $T_F \sim 100 \text{ keV}$ 、 $T_{PF} \sim 75 \text{ keV}$ )。これは、ECWはLHWと異なり、磁場と垂直方向に電子を加速するためであり、理論と定性的に一致する。

(8) OHのみにより生成された逃走電子は磁場と平行方向に前方方向(電場による加速方向)に伸びた分布をしている。後方方向の成分は存

在しない。これは、OH電場による加速は速度空間の全領域で起こり、しかも衝突の効果に勝っているため、電場により前方方向に加速された逃走電子は衝突の効果では後方方向に広がっていけないことを示す。これに対し、LHCDやECCDの場合は、後方方向にもエネルギーの高い電子が存在する。LHWやECWは、共鳴領域の電子のみを加速するため、共鳴領域から拡散してきた電子は衝突により、後方方向に広がっていただけることを示す。

#### 謝 辞

本研究を進めるにあたり、終始御指導、助言をしていただいた田中茂利教授、曄道恭助教授に心から感謝いたします。有益な議論をしてくださった前川孝助手、また実験において、装置の運転、プラズマ諸量の計測を行っていただいた、研究室の皆様には感謝いたします。さらに、筑波大学プラズマ研究センターの長照二氏には、忍耐強い激励、助言をいただき心より感謝いたします。X線計測のシステム製作、データ解析に協力していただいた唐内一郎、大穂健介両氏に対し感謝いたします。

## A p p e n d i x 1 制動輻射微分断面積（電子－イオン衝突）

電子がイオンとクーロン衝突する時電子の軌道が曲げられ（制動）、X線が輻射される。文献38、39で、この過程を相対論的量子力学で扱い、制動輻射の微分断面積が求められている。但し次の近似を用いている。

①イオンの質量  $m_i$  は無限大

②ボルン近似

③イオンを点電荷として扱う

これらの近似に対する補正も同文献で議論されており、主な補正は②よりくる。この補正因子はElwert因子と呼ばれ（3.2.2）式で与えられる。ここで、③の近似に関係する注意点を述べる。原子番号  $Z_0$  のイオンの荷電状態が  $Z_i$  の場合、 $(Z_0 - Z_i)$  個の電子が軌道上に残っている。これらの電子は、原子核の電荷  $(+Z_0 e)$  を遮蔽するが、電子が衝突するとき、衝突電子の感じるイオンの正電荷は、その電子のもつ運動エネルギーにより異なる。運動エネルギーが十分高いと遮蔽の効果は無視できて、衝突電子は  $Z_0 e$  正電荷を感じることになる。従って、電子－イオン衝突における制動輻射  $I_{ei}$  の  $Z_i$ （例えば（3.1.1）式の  $Z_i$ ）にはイオンの荷電状態でなく原子番号に対応するものを使う必要がある。この場合、（3.5.1）式のプラズマの実効電荷は

$$Z_{eff} = (\sum n_j Z_j^2) / n_e$$

$j$  はプラズマ中の原子種

$Z_j$  は  $j$  種の原子（イオン状態も含む）の原子番号

(A P 1)

硬X線スペクトルから求めた  $Z_{eff}$ （§4.2.3で求めている）はこれに対応する（注意；輻射再結合輻射の場合は空の軌道が問題となるから、§3.3の式は変わらない）。（3.5.1）式と（A P 1）式の差を議論するためには、プラズマ中の不純物イオンの状態を知る必要があるが、そのデータは無く、本論文では、§4.2.3で求めた  $Z_{eff}$ （（3.5.1）



式中の  $Z_{eff}$  より高めの値となる) を使用している。

①②③の近似を用いた制動輻射の微分断面積は Gluckstern によりあたえられた (文献 39)。

$$\begin{aligned}
 Z_1^2 d^2 \sigma_{e_1} / (d h \nu d \Omega) = & (Z_1^2 / (8 \pi)) \alpha r_e^2 (p_1 / p_0) (1 / h \nu) \\
 & \times [ \{ 8 / (p_0 \Delta^4) \} (2 E_0^2 + 1) \sin^2 \theta_0 - \{ 2 / (p_0 \Delta^2) \} (5 E_0^2 + 2 E_0 E_1 + 3) \\
 & - \{ 2 / (\Delta^2 T^2) \} (p_1^2 - h \nu^2) + 4 E_1 / (p_0 \Delta) - \{ 8 / (p_1 \Delta) \} \ln(E_1 + p_1) \\
 & + \{ L / (p_1 p_2) \} \{ (4 E_0 \sin^2 \theta / (p_0 \Delta^4)) (3 h \nu - p_0 E_1) \\
 & + (2 h \nu / (p_0^2 \Delta)) (E_1^2 + E_0 E_1 - 1) \\
 & + \{ 1 / (p_0 \Delta^2) \} (4 E_0^2 (E_0^2 + E_1^2) - 2 (7 E_0^2 - 3 E_0 E_1 + E_1^2) + 2) \} \\
 & + \{ 1 / (p_1 T) \} \ln \{ (T + p_1)^2 / (2 h \nu \Delta) \} \{ 4 / \Delta^2 - 6 h \nu / \Delta \\
 & - 2 h \nu (p_0 - h \nu^2) / (\Delta T^2) \} \\
 & - \{ 8 / (p_1 \Delta) \} \ln(E_1 + p_1) ]
 \end{aligned}$$

( A P 2 )

ここで

$$L = \ln \{ (E_1 E_2 - 1 + p_0 p_1) / (E_1 E_2 - 1 - p_0 p_1) \} = 2 \ln \{ (E_1 E_2 - 1 + p_0 p_1) / h \nu \}$$

$$\Delta = E_0 - p_0 \cos \theta_0$$

$$T^2 = p_0^2 + h \nu^2 - 2 p_0 h \nu \cos \theta_0$$

$p_0, p_1$  は入射前後の電子の運動量 ( $m_e c$  で規格化)

$E_0, E_1$  は入射前後の電子の全エネルギー ( $m_e c^2$  で規格化)

座標系は図 A P - 1

$$(\cos \theta_0 = \cos \theta \cos \theta_p + \sin \theta \sin \theta_p \cos \phi)$$

式 ( A P . 2 ) に Elwert 因子  $f_E(\nu_1, \nu_2)$  (式 ( 3 . 2 . 3 ) ) を掛けた ( 40 ( 42 )

$$f_E(\nu_1, \nu_2) \times Z_1^2 d^2 \sigma_{e_1} / (d h \nu d \Omega)$$

を図 3 - 2 a、 b に示す。図に e - i と記された曲線の方である。

## Appendix.2 制動輻射微分断面積 (電子-電子衝突)

入射電子のエネルギー  $\varepsilon_1$ 、運動量  $\vec{p}_1$  の状態を 4 元ベクトル  $P_1$

$$P_1 = (\varepsilon_1, \vec{p}_1)$$

で表す。標的となる電子を同様に  $P_2 = (\varepsilon_2, \vec{p}_2)$  と表す (図 AP-2)。

衝突後の 2 つの電子状態を  $P_1' = (\varepsilon_1', \vec{p}_1')$ 、 $P_2' = (\varepsilon_2', \vec{p}_2')$ 、放出される光子  $k = (h\nu, \vec{h\nu})$  とすると、その時の微分断面積は、電子のスピンを方向を考えない時

$$d\sigma_{ee} \{ \alpha r_e^2 / \pi^2 \}$$

$$\times \delta^{(4)}(P_1 + P_2 - P_1' - P_2' - k) / \{ [P_1 P_2]^2 - 1 \}^{1/2}$$

$$\times A(d^3 p_1' / \varepsilon_1') (d^3 p_2' / \varepsilon_2') (d^3 h\nu / h\nu)$$

$\delta^{(4)}$ ; 4 元デルタ関数

$[P_1 P_2]$ ; 4 元ベクトルのスカラー積 ( $= \varepsilon_1 \varepsilon_2 - \vec{p}_1 \cdot \vec{p}_2$ )

$\alpha$ ; 微細構造定数

$r_e$ ; 電子古典半径

$A$ ; ローレンツ変換に対し不変量 (積) の関数。

エネルギーは  $m_e c^2$  で規格化

運動量は  $m_e c$  で規格化

(AP 3)

衝突後の電子状態の和をとる ( $\vec{p}_1'$ 、 $\vec{p}_2'$  で積分する) と次の式が得られる。

$$d^2 \sigma_{ee} / (d h\nu d \Omega) =$$

$$\{ \alpha r_e^2 / \pi \} \{ h\nu / (w\rho) \} \{ 1 / (w^2 - 4) \} \{ (\rho^2 - 4) \} / \pi \} \int A d\Omega$$

但し

$$w^2 = 2 \{ [P_1 P_2] + 1 \}$$

$$\rho^2 = 2 \{ [P_1 P_2] - [k P_1] - [k P_2] + 1 \}$$

(AP 4)

ここで、

$$\{ (\rho^2 - 4) \} / \pi \} \int A d\Omega = A_{11} + A_{12} + A_{13} + A_{14} + A_{15} + A_{16}$$

$$+ A_{21} + A_{22} + A_{23} + A_{24} + A_{25} + A_{26}$$

$$\begin{aligned} A_{11} = & (\rho^2 - 4)^{1/2} \left[ \left\{ (w^2 + \rho^2) / (4x_1 x_2) \right\} \left\{ (x_1 - x_2) / x \right\}^{1/2} \right. \\ & - (1/4) (1/x_1 - 1/x_2)^2 - \rho^2 / (2x^2) \\ & + \{ 2\rho^2 / ((w^2 - 4)x_1 x_2) \} \{ 1 + 1/(w^2 - 4) \} \\ & + \{ 4\rho^2 / (w^2(w^2 - 4)x_1^4) \} \{ 3(w^2 - 2)^2 x_1 x_2 / (w^2 - 4) \\ & - 2x^2 \{ 1 + 6/(w^2(w^2 - 4)) \} \} \\ & - 4\rho^2 x / ((w^2 - 4)x_1^3) \\ & + (\rho^2 / x_1^2) \{ 4/w^2 - 3/2 - 8/(w^2(w^2 - 4)^2) \\ & + (w^2 - 2)x / (w^2(w^2 - 4)) \} \\ & - \rho^2 / ((w^2 - 4)x_1) \\ & + (1/R_1) \{ (w^2 - 4x_2) / \rho^2 - w^2(w^2 - 4) / (4x_1 x_2) - 4/x_1 \\ & \left. + (1/x_1^2) (w^2 - (w^2 - 2)\rho^2 / 2) \} \right] \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} A_{12} = & (L/R_1)^{1/2} \left[ 4 + (1/x_2) (10 - w^2/2) - (2/x_1) (2w^2 - x_2 + 4) \right. \\ & + 3w^2(w^2 - 4) / (4x_1 x_2) \\ & + \{ 4/(x_1 R_2) \} \{ x_2 - 3x_1 + 4 + 2(\rho^2 - 3)/x_1 \} \\ & \left. + \{ (w^2 - 4 - 4x_1 x_2 / \rho^2) / (x_1 R_1) \} \{ w^2 R_2 / (4x_2) - (\rho^2 - 2) \right. \\ & \left. - 2x_1 \} \right] \end{aligned}$$

$$A_{13} = \rho L_1 \{ (\rho^2 + 2) / x^2 + 8/x_1^2 \}$$

$$\begin{aligned} A_{14} = & (L_2/W_2) \left[ 2(w^2 - 2)/x_2 - (\rho^2 - 2 - x_2)/x_1 + (\rho^2 - 2)(\rho^2 + x_1)/(2x) \right. \\ & + (w^2 - 4)/R_2 - 2 + (\rho^2 - 2)(w^2 + \rho^2 - 4)^2 / (8x_1 x_2) \\ & + \{ 1/(R_2 x_1) \} \{ (\rho^2 - 2)((w^2 + \rho^2)/2 - 2)x_2 - (w^2 - 2) \} \\ & - 2x_2^2 - 4x_2 \} \\ & + \{ 1/(R_2 x) \} \{ ((\rho^2 - 2)/2) \{ 3(\rho^2 - 4) - w^2(\rho^2 - 5) \} + 2x_1^2 \\ & - 6x_1 + (w^2 - 2)x_2 \} \right] \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} A_{15} = & \{ 2\rho L_3 / (w(w^2 - 4x_1))^{1/2} \} \left[ 4 + 8(w^2 - 2)/(w^2 - 4)^2 - 3(w^2 - 2)/(2x_2) \right. \\ & + (1/x_1) \{ x_2^2 - 2w^2 - (w^2 - 1)x_2 + (1/2)(w^2 - 2)^2 \} \\ & + \{ \rho^2 / (2x) \} (\rho^2 - 2) - \{ x_2 / (2x) \} (w^2 - 2) \\ & \left. - \{ (w^2 + \rho^2 - 4) / (4xx_2) \} (w^2 - 2)^2 \right] \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
& + \{x / (4x_1 x_2) \{ (w^2 - 2)^2 + (\rho^2 - 2)(\rho^2 - 4) - 8(\rho^2 - 2) / (w^2 - 4) \} \\
& + 4x^2 / (w^2 (w^2 - 2)x_1) \\
& + (1/R_2) \{ 2(\rho^2 - 2)x_2 + (w^2 - 4)x - 4(w^2 - 2) \\
& \quad + (8 - \rho^2)(w^2 - 2) / (2x_1) \} \\
& + \{ 1 / (xR_2) \} \{ ((\rho^2 - 2) / 2) \{ 3(\rho^2 - 4) - w^2(\rho^2 - 5) \} \\
& \quad - x_1(w^2 - 2x_1 + 4) \} \\
& + \{ 2 / ((w^2 - 4)^2 x_1) \{ w^2(w^2 - 2)(\rho^2 - 4) - 2(\rho^2 - 2) + 4\rho^2 / w^2 \} \\
& + \{ 4(w^2 - 2)x / ((w^2 - 4)x_1^2) \} \{ 12x / (w^2(w^2 - 4)) - (\rho^2 - 2) / 2 \} \{ 1 - \\
& \quad x / (w^2 x_1) \} ]
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
A_{16} = - (L_4 / W_4) [ 1 + \{ (\rho^2 - 2) / (8x_1 x_2) \} \{ (w^2 - 2)^2 + (\rho^2 - 2)^2 \\
- 6(w^2 + \rho^2 - 4) + 16x / (w^2 - 4) \} \\
+ \{ 2 / (x_1 x_2) \} (1 - x_1 - x_1^2) \\
+ \{ 1 / (w^2 - 4) \} \{ \rho^2 - 4 - 8 / (w^2 - 4) \} ]
\end{aligned}$$

A 21、A 22、A 23、A 24、A 25、A 26はそれぞれ、A 11、A 12、A 13、A 14、A 15、A 16の $x_1$ と $x_2$ とを入れ換えたもの。

( A P 5 )

さらに

$$x_1 = [kP_1], \quad x_2 = [kP_2], \quad x = [kP_1] + [kP_2] = (w^2 - \rho^2) / 2$$

$$R_1 = \rho^2 - 4 + 4x_1 + 4x_1^2 / \rho^2, \quad R_2 = \rho^2 - 4 + 2x_1 = w^2 - 4 - 2x_2$$

$$W_2 = [x_2 \{ (\rho^2 - 4)x_2 / 4 + 2xx_1 / \rho^2 \}]^{1/2}$$

$$W_4 = [(w^2 - 4) \{ (w^2 - 2)(\rho^2 - 4) / 4 + 4x_1 x_2 / \rho^2 \}]^{1/2}$$

$$L = \ln [ (\rho / 4x_1) \{ R_2 + ((\rho^2 - 4)R_1)^{1/2} \} ]$$

$$L_1 = \ln [ \{ \rho + (\rho^2 - 4)^{1/2} \} / 2 ]$$

$$L_2 = \ln [ 1 + \{ \rho^2 / (4x_1 x_2) \} \{ (\rho^2 - 4)x_2 + 2(\rho^2 - 4)^{1/2} W_2 \} ]$$

$$L_3 = \ln [ \{ w(\rho^2 - 4)^{1/2} + \rho(w^2 - 4)^{1/2} \}^2 / (4(w^2 - \rho^2)) ]$$

$$L_4 = \ln [ 1 + \{ \rho^2 / (8x_1 x_2) \} \{ (w^2 - 4)(\rho^2 - 4) + 2(\rho^2 - 4)^{1/2} W_4 \} ]$$

( A P 6 )

座標系は図 A P - 2 に示してある。図 3 - 2 a、 b に

$$f_{ee}(\nu_1, \nu_2) \times d^2\sigma_{ee}/(d h \nu d \Omega)$$

を示す。e-eと記された曲線の方である。f<sub>ee</sub>(ν<sub>1</sub>、ν<sub>2</sub>)は式(3  
2 7)で与えられるBorn近似に対する補正因子である。<sup>44)</sup>

## 参考文献

- 1) T.Yamamoto, T.Imai, M.Shimada, N.Suzuki, M.Maeno, S.Konoshima, T.Fuji, K.Uehara, T.Nagashima, A.Funahashi and N.Fujisawa: Phs. Rev. Lett. 45 (1980) 716.
- 2) M.Nakamura, T.Cho, S.Kubo, T.Shimozuma, H.Kawai, K.Yamazaki, T.Maekawa, Y.Terumichi and S.Tanaka: Phys. Rev. Lett. 47 (1981) 1902; J. Phys. Soc. Jpn. 51 (1982) 3696 and 53 (1984) 3399.
- 3) S.Bernabei, C.Daughney, P.Efthimion, W.Hooke, J.Hosea, F.Jobes, A.Martin, E.Mazzucato, E.Meservey, R.Motley, J.S.Tevens, S.von Goeler, and R.Wilson: Phys. Rev. Lett. 49 (1982) 1255.
- 4) Y.Takase, P.T.Bonoli, S.Knowlton, M.Porkolab, S.Texter, C. Fiore, S.McCool, S.McDermott and J.Terry: Nucl. Fusion. 27 (1987) 53.
- 5) S.Tanaka, Y.Terumichi, T.Maekawa, M.Nakamura, A.Ando, K. Ogura, H.Tanaka, M.Iida, S.Ide, K.Oho, S.Ozaki, K.Iwamura, A.Yamazaki and H.Takase: in Controlled Fusion and Plasma Physics (Proc. 14th Europ. Conf. Madrid, 1987), Paper No. F-12.
- 6) J.E.Stevens, R.E.Bell, S.Bernabei, A.Cavallo, T.K.Chu, P.L. Colestock, W.Hooke, J.Hosea, F.Jobes, T.Luce, E.Mazzucato, R.Motley, R.Pinsker, S. von Goeler and J.R. Wilson: Nucl. Fusion. 28 (1988) 217.
- 7) Y.Takase, S.Knowlton and M.Porkolab: Phys. Fluids. 30 (1987) 1169.

- 8) S.Kubo, M.Nakamura, T.Cho, S.Nakao, T.Shimozuma, A.Ando, K.Ogura, T.Maekawa, Y.Terumichi and S.Tanaka: Phys. Rev. Lett. 50 (1983) 1994: J. Phys. Soc. Jpn. 53(1984) 1047.
- 9) S.Tanaka, Y.Terumichi, T.Maekawa, M.Nakamura, T.Cho, S.Kubo, T.Shimozuma, A.Ando, K.Ogura, H.Tanaka, J.Takahashi, I.Tonai, and Y.Yanagimoto: in Plasma Physics and Controlled Nuclear Physics Research. 1, (1984) 623
- 10) F.Jobs, J.Stevens, R.Bell, S.Bernabei, A.Cavallo, T.K.Chu, S.Cohen, B.Denne, P.Efthimon, E.Hinnov, W.Hooke, J.Hosea, E.Mazzucato, R.McWilliams, R.Motlay, S.Sucker, G.Taylor, J.Timaberlake, S. von Goeler and R.Wilson: Phys. Rev. Lett. 52 (1984) 1005.
- 11) K.Toi, K.Ohkubo, K.Kawahata, Y.Kawasumi, K.Matsuoka, N.Noda, Y.Ogawa, K.Sato, S.Tanahasi, T.Tesuka, E.Kako, S.Hirokura, Y.Taniguchi, S.Kitagawa, Y.Hamada, J.Fujita and K.Matuura: Phys. Rev. Lett. 52 (1984) 2144: Nucl. Fusion. 28 (1988) 147.
- 12) V.V. Alikeev, A.A.Borschegovsi, V.V.Chistjakov, Ju.A.Gorelov, V.I.Ilin, D.P.Ivanov, N.V.Ivanov, A.M.Kakurin, P.P.Khvostenko, A.Ja,Kislov, V.A.Kochin, P.E.Kovrov, K.I.Likin, Ju.A.Sokolov, N.L.Vasin, V.V.Volkov, J.Datolov, V.Kopecky, L.Kryska: in Plasma Physics and Controlled Nuclear Physics Research ( Proc. 11th Int. Conf. Kyoto, 1986 ) Paper No. IAEA-CN-47/F-II-4.
- 13) M.Nakamura, K.Ogura, A.Ando, H.Tanaka, M.Iida, S.Ide, K.Oho, S.Ozaki, T.Maekawa, Y.Terumichi and S.Tanaka: Nucl. Fusion. 27 (1987) 779.

- 14) A.Ando, K.Ogura, H.Tanaka, M.Iida, S.Ide, K.Oho, S.Ozaki, M.Nakamura, T.Cho, T.Maekawa, Y.Terumich, and S.Tanaka: Phys. Rev. Lett. 20 (1986) 2180.
- 15) A.Ando, K.Ogura, H.Tanaka, M.Iida, S.Ide, K.Oho, S.Ozaki, M.Nakamura, T.Cho, T.Maekawa, Y.Terumich, and S.Tanaka: J. Phys. Soc. Jpn. 55 (1986) 4259.
- 16) H.Tanaka, A.Ando, K.Ogura, S.Ide, M.Iida, K.Oho, S.Ozaki, K.Iwamura, A.Yamazaki, M.Nakamura, T.Maekawa, Y.Terumich, and S.Tanaka: Phys. Rev. Lett. 60 (1988) 1033.
- 17) S.Tanaka, Y.Terumich, T.Maekawa, M.Nakamura, A.Ando, K.Ogura, H.Tanaka, M.Iida, S.Ide, K.Iwamura, A.Yamazaki, T.Itoh, M.Iwamasa, K.Hanada, R.Itatani, M.Fukao, T.Fujimoto, and H.Suemitsu: in Plasma Physics and Controlled Nuclear Physics Research ( Proc. 12th Int. Conf. Nice, 1988 ) Paper No. IAEA-CN-50/E-1-5.
- 18) N.J.Fisch: Rev. Mod. Phys. 59 (1987) 175.
- 19) N.J.Fish and C.F.F.Karney: Phys. Rev. Lett. 54 (1985) 897.
- 20) C.F.F.Karney, N.J.Fish and F.C.Jobes: Phys. Rev.A. 32 (1985) 2554.
- 21) C.F.F.Karney, N.J.Fish: Phys. Fluids. 28 (1985) 116.
- 22) S.C.Luckhardt: Nucl. Fusion. 27 (1987) 1914.
- 23) Yu.N.Dnestrovskij, D.P.Kostomarov, A.A.Lukyanitsa, V.V. Parail and A.P.Smirnov: Nucl. Fusion. 28 (1988) 267.
- 24) S.Ide, M.Iida, K.Ogura, H.Tanaka, A.Yamazaki, K.Iwamura, K. Hanada, T.Itou, M.Iwamasa, A.Ando, M.Nakamura, T.Maekawa, Y. Terumich and S.Tanaka: J. Phys. Soc. Jpn. 57 (1988) 2605.
- 25) S.von Goeler, J.Stevens, S.Bernabei, M.Bitter, T.K.Chu,



- P.Efthimion, N.Fisch, W.Hooke, K.Hill, J.Hosea, F.Jobes, C.Karney, J.Mervine, E.Meservey, R.Monley, P.Roney, S.Senic, K.Silber, G.Taylor: Nucl. Fusion. 25 (1985) 1515.
- 26) J.Stevens, S.von Goeler, S.Bernabei, M.Bitter, T.K.Chu, P.Efthimion, N.Fisch, W.Hooke, J.Hosea, F.Jobes, C.Karney, E.Meservey, R.Monley, G.Taylor: Nucl. Fusion. 25 (1985) 1529.
- 27) S.Texter, S.Knowlton, M.Porkolab, Y.Takase: Nucl. Fusion. 26 (1986) 1280.
- 28) 宮本健郎: "核融合のためのプラズマ物理", 岩波書店, 東京, (1976)
- 29) T.H.Stix: The Theory of Plasma waves (McGraw Hill, New York, 1962)
- 30) T.Maekawa, Y.Terumich and S.Tanaka: J. Phys. Soc. Jpn. 48 (1980) 965.
- 31) I.B.Bernstain: Phys. Rev. 109 (1958) 10.
- 32) C.F.Kennel and F.Engelmann: Phys. Fluids. 9 (1966) 2377.
- 33) C.F.F.Kerney and N.J.Fish: Phys. Fluids. 28 (1979) 1817.
- 34) V.B.Kraphev, D.M.Hwett and A.Bers: Phys. Fluids. 28 (1985) 522.
- 35) V.Fuchs, R.A.Cairns, and M.M.Shoucric: Phys. Fluids. 28 (1985) 3619.
- 36) A.M.Cormak: J. Appl. Phys. 34 (1963) 2722.
- 37) A.M.Cormak: J. Appl. Phys. 35 (1964) 2908.
- 38) W.Heitler: The Quantum Theory of Radiation (Oxford University Press, London)
- 39) R.L.Gluckstern and M.H.Hull: Phys. Rev. 90 (1953) 1030.
- 40) G.Elwelt: Ann. Phys. 34 (1939) 178.

- 41) A.Sommerfeld and A.W.Maue: Ann. Phys. 22 (1935) 629.
- 42) C.M.Lee, L.Kissel, and R.H.Pratt: Phys. Rev. A 13 (1976) 1714.
- 43) E.Haug: Z.Naturforsch. 30a (1975) 1099.
- 44) M.S.Maxon and E.G.Corman: Phys. Rev. 163 (1967) 156.
- 45) J.Cooper : Reports on Progress in Physics. vol.23 (1966) 35.
- 46) S.von Goeler, W.Stodiek, H.Eubank, H.Fishman, S.Grebenshchikov, E.Hinnov: Nucl. Fusion. 15 (1975) 301.
- 47) K.Ogura, T.Cho, A.Ando, H.Tanaka, M.Iida, S.Ide, M.Nakamura. T.Maekawa, Y.Terumichi and S.Tanaka: J. Phys. Soc. Jpn. 55 (1986) 13.
- 48) T.Shimozuma, J.Takahashi, H.Tanaka, T.Maekawa, Y.Terumichi, S.Tanaka and M.Okamoto: J. Soc. Jpn. 54 (1985) 1360.
- 49) S.Nakao, K.Ogura, Y.Terumichi and S.Tanaka: Phys. Lett. 25 (1983) 405.
- 50) T.Cho, K.Ogura, A.Ando, H.Tanaka, M.Nakamura, S.Nakao, T. Shimozuma, S.Kubo, T.Maekawa, Y.Terumichi and S.Tanaka: Nucl. fusion. 26 (1986) 349.
- 51) A.P.Navarro, V.K.Pare and J.L.Dunlap: Rev. Sci. Instrum. 52 (1981) 1634.
- 52) K.Ohkubo, K.Toi, K.Kawahata, Y.Kawasumi, K.Matsumoto, K. Matsuoka, M.Mimura, N.Noda, Y.Ogawa, K.Sato, S.Tanahashi, T.Tetuka, F.Kako, S.Hirokura, Y.Taniguchi, S.Kitagawa, Y. Hamada, J.Fujita and K.Matsuura: Nucl. Fusion. 25 (1985) 732.
- 53) P.T.Bonoli and R.C.Englade: Phys. Fluids. 29 (1986) 2937.
- 54) S.C.Luckhardt, A.Bers and V.Fuchs and M.Shoucri: Phys. Fluids 30 (1987) 2110.

- 55) P.L.Andrews and F.W.Perkins: Phys. Fluids. 26 (1983) 2537.
- 56) S.Succi, K.Appert, D.Moreau and J.Vaclavik: in Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research 1984 (Proc. 10th Int. Conf. London, 1984 ), Vol. 1, IAEA, Vienna (1985) 549.
- 57) V.S.Mukhovatov, V.D.Shafranov: Nucl. Fusion 11 (1971) 605.
- 58) A.Mondelli and E.Ott: Phys. Fluids. 17 (1974) 1017.
- 59) J.A.Rome, D.G.McAlees, J.D.Callen and R.H.Powler: Nucl. Fusion 16 (1976) 55.
- 60) R.J.Goldston, R.B.White and A.H.Boozer: Phys. Rev. Lett. 47 (1981) 647.
- 61) H.Knoepfel and D.A.Spong: Nucl. Fusion. 19 (1979) 785.
- 62) H.E.Mynick and J.D.Strachan: Phys. Fluids. 24 (1981) 695.

## 図の説明

図 2 - 1 . 2 成分 ( 電子、イオン ) プラズマの C M A ダイアグラム。

縦軸は磁場  $B_{\perp}^2$  ( $\Omega_e^2 / \omega^2$ )、横軸は電子密度  $n_e$  ( $\omega_{pe}^2 / \omega^2$ ) である。各領域での波面を実線で示す。点線は真空中での波面である。磁場は紙面に垂直とする。L H W は領域 ( 8 ) E C W は領域 ( 1 ) ~ ( 4 )、( 6 a )、( 7 ) での波動である

図 2 - 2 . L H W の伝ばん特性。N + は遅波、N - は速波を表す。低密度側から励起された屈折率の磁場と平行な成分  $n_{\parallel}$  が小さい遅波 ( 点線の場合 ) は高密度側へ伝ばんしていき、S F C で速波に変換し、低密度側へ戻る。N  $\perp$  = 0 の領域で反射され、L H W は N  $\perp$  > 0 の領域を往復するが、S F C より高密度側へは伝ばん出来ない。屈折率の磁場と平行な成分  $n_{\parallel}$  が大きい遅波 ( 実線の場合 ) は S F C に遭遇せず高密度側へ伝ばんしていき、低域混成共鳴領域近くの L M C で、高温プラズマ波にモード変換する。

図 2 - 3 . L H W の励起。遅波回路 ( L H W ランチャー ) により励起された遅波は N  $\perp$  < 0 の遮断領域 ( A ) をトンネル効果で通過して、N  $\perp$  > 0 の伝ばん領域 ( B ) を高密度側へ伝ばんしていく。この領域で電子ランダウ共鳴により高速電子と結合する。屈折率の磁場と平行な成分  $n_{\parallel}$  の値により、B 領域の S F C で速波に変換するか、低域混成共鳴領域近くの L M C ( C ) で高温プラズマ波にモード変換する。高温プラズマ波はこの領域の近くでイオンランダウ減衰するか、さらに ( E ) でイオンバーンシュタイン波に変換し、イオンサイクロトロン減衰する。

図 2 - 4 . E C W 領域の C M A ダイアグラム。異常波モード ( X mode ) の遮断領域を斜線で示す。正常波モード ( O mode ) の遮断領域は  $\omega_{pe}^2 / \omega^2 > 1$  の領域である。

図 2 - 5 . 電子サイクロトロン減衰の伝はん角に対する依存性。  $\phi_{x^{(1)}}$ 、  $\phi_{o^{(1)}}$ 、  $1 = 1$  (  $\omega = \Omega_e$  ) ,  $2$  (  $\omega = 2 \Omega_e$  ) を伝はん角に対してプロットしてある。

図 2 - 6 . ( a ) 速度空間での電子動き。波動との共鳴相互作用により電子は速度空間で  $S_w$  だけ移動する (  $1 \rightarrow 2$  ) 。  
 ( b ) 磁場と平行方向の電流  $j_{\parallel}$  の時間変化。エネルギーの高い電子 ( 領域 2 ) に対する  $j_{\parallel 2}$  の方が、エネルギーの低い電子 ( 領域 1 ) に対する  $j_{\parallel 1}$  より、衰時間が長い。  $\Delta t$  は  $j_{\parallel} \rightarrow 0$  となる時間スケール。

図 2 - 7 . ( a ) L H W ランダウ減衰 (  $\omega = k_{\parallel} v_{\parallel}$  ) による速度空間での電子拡散方向。  
 ( b ) E C W サイクロトロン減衰 (  $\omega = 1 \Omega_e + k_{\parallel} v_{\parallel}$ 、  $1 = 1, 2, \dots$  ) による速度空間での電子拡散方向。

図 2 - 8 . ( a ) 高速電子損失による L H W 電流駆動効率の低下。縦軸は式 ( 2 . 6 . 1 6 ) の  $G ( \tau_F, w )$  で電流駆動効率の低下の割合に対応、横軸は  $\tau_F / ( 2 w^3 )$  で高速電子閉じ込め時間  $\tau_F$  対応する。  $Z_i = 1$   
 ( b ) 高速電子損失による E C W 電流駆動効率の低下。縦軸は式 ( 2 . 6 . 1 6 ) の  $G ( \tau_F, w )$  で電流駆動効率の低下の割合に対応、横軸は  $\tau_F / ( 2 w^3 )$  で高速電子閉じ込め時間  $\tau_F$  対応する。  $Z_i = 1$

図 2 - 9 . 定常状態の電子速度分布関数。準線形フォッカー・プランク方程式 ( 2 . 7 . 1 ) の定常解。 ( a ) L H W 電流駆動の場合

(b) ECW 電流駆動の場合の、定常電子速度分布関数。

図 2 - 1 0. 直流電場が存在する場合の電子速度分布関数。この場合、厳密な意味での定常解は存在しない。実際には、電子損失があり、それとの釣合を考える必要がある。

図 2 - 1 1. 電流上昇効率  $P_{el}/P_{in}$  と波動の位相速度  $u_{ph} = v_{ph}/v_R$  の関係。横軸は共鳴電子 ( $v_{ph} = v_{ph}$ ) の  $v_{ph}$  に対応する。

(a) LHW 電流駆動 (b) ECW 電流駆動

図 3 - 1. プラズマ X 線輻射の方向。

図 3 - 2. 入射電子が標的のイオン ( $e - i$ )、電子 ( $e - e$ ) に衝突する時の制動輻射微分断面積。標的の粒子は静止している座標系をとっている。

図 3 - 3. プラズマ中の不純物イオンの荷電状態の電子温度に対する依存性。プラズマは熱的平衡状態にあるとした場合。不純物の代表として、酸素 (軽元素)、鉄 (金属元素) をあげた。

図 3 - 4. LHW による定常電流駆動時の電子速度分布関数特徴。電子速度分布関数は、大きくは、バルク電子と高速電子の 2 つの領域に分かれる。高速電子はさらに、共鳴領域とそれ以外の領域の 2 つの領域に分かれる。

図 3 - 5. LHW による定常電流駆動時の電子速度分布関数の定量的な特徴付け。図は 2 次元フォッカー・プランク方程式の定常解を使い、式 (3.4.1) の  $F(v_{ph})$  と  $T_{\perp}(v_{ph})$  計算したもの。  $F(v_{ph})$  の傾きはバルク電子領域、高速電子の共鳴領域、それ以外の領域の 3 つの領域で顕著に異なる。  $T_{\perp}(v_{ph})$  もバルク電子領域、高速電子の共鳴領域、それ以外の領域の 3 つの領域で特徴ある値を持つ。

図 3 - 6. LHW 電流駆動の場合の定常状態の電子速度分布関数。相対

論的準線形フォッカー・プランク方程式の定常解を運動量空間で、等高線プロットしたもの。

図 3 - 7. L H W 電流駆動時の高速電子速度分布関数のモデル。

高速電子速度分布関数は、共鳴領域とそれ以外の領域の分けて、パラメータ ( 3 . 4 . 4 ) で特徴付ける。

図 3 - 8. X 線角度分布測定の実験図。回転中心を中心として X 線検出器を回転させ、視線がトロイダル磁場となす角  $\theta$  を変えて、X 線スペクトル測定していく。この時、同時に径 (  $r$  ) 方向の X 線スペクトル分布を測定する。

図 3 - 9. ( a ) バルク電子密度  $n_e$ 、高速電子密度  $n_t$  の分布が  $( 1 - ( r / a )^2 )^{-1}$  に比例するとしたときの、( b ) 視線の長さに対する補正因子  $F_C$  ( ( 3 . 5 . 4 ) 式 ) 。

図 3 - 1 0. X 線角度分布の測定結果とモデル計算との比較。モデル ( 3 . 4 . 5 ) で  $v_z \rightarrow c$  とした ( 共鳴領域を考えない ) 場合の前方方向のみの比較をしめす。縦軸は  $T_{PF}$ 、横軸は  $T_F$  である。高速電子のモデルを使って計算した X 線角度分布と測定結果 ( 図 4 - 2 - 1 8 ) から ( 3 . 5 . 6 ) 式の  $\varepsilon$  を求めその等高線プロットである。

図 4 - 1 - 1. W T - 3 トカマク装置および高周波加熱と計測システム。

図 4 - 1 - 2. 入射 L H W スペクトル。

図 4 - 1 - 3. 軟 X 線強度空間分布計測システム。

図 4 - 1 - 4. 硬 X 線角度分布計測システム。

図 4 - 2 - 1. 高周波トカマクの放電波形。( a ) プラズマ電流  $I_p$ 、( b ) 一周電圧  $V_L$ 、( c ) 線平均密度  $\bar{n}_e$ 、( d ) 電子サイクロトロン輻射強度  $I_{ECE}$  ( 9 0 G H z )、( e ) 硬 X 線輻射強度  $I_{HX}$  ( 3 5 k e V )、( f ) 磁気プローブで測

定した電流中心の位置  $\delta$ 。図の上部に  $P_{ec}$  ( $56\text{ GHz}$ 、 $100\text{ kW}$ 、 $15\text{ msec}$ ) と  $P_{LH}$  ( $2\text{ GHz}$ 、 $230\text{ kW}$ 、 $95\text{ msec}$ ) を示す。 $B_T = 1.5\text{ T}$ での放電である。高周波トカマクの時間発展は3段階に分かれる。図の I、II、III の期間がそれぞれ、第1、2、3段階である。

図4-2-2. LHWによる電流生成実験。(a)  $I_p$ 、(b)  $V_L$ 、(c)  $\bar{n}_e$ 、(d)  $I_{ecE}$  ( $80\text{ GHz}$ )。定常垂直磁場  $B_V (=10\text{ G})$  を加えている。図の上部に  $P_{ec}$  ( $40\text{ GHz}$ 、 $10\text{ kW}$ 、 $4\text{ msec}$ ) と  $P_{LH}$  ( $120\text{ kW}$ 、 $29\text{ msec}$ ) を示す。 $B_T = 1.4\text{ T}$ での放電である。

図4-2-3. 軟X線輻射強度の空間分布及びその時間発展。実験パラメータは図1と同じ。図の上部に電流波形及び図a~dに対応する時間を矢印で示している。

図4-2-4. (a) X線スペクトルの時間発展。曲線(1)は第1段階、曲線(2)は第2段階、曲線(3)は第3段階のX線スペクトルである。 $\text{Si(Li)}$  検出器で  $h\nu = 1 \sim 40\text{ keV}$ 、 $\text{NaI}$  検出器で  $h\nu = 35 \sim 300\text{ keV}$  (吸収体; 無し) と  $h\nu = 180 \sim 500\text{ keV}$  (吸収体;  $2.4\text{ mm}$ 厚  $\text{Cu}$ ) を測定している。

(b) 第3段階のX線スペクトル。 $I_p \sim 15\text{ kA}$ 、 $n_e = 4 \times 10^{18}\text{ m}^{-3}$ 、 $P_{LH} = 140\text{ kW}$ 、 $B_T = 1.2\text{ T}$ 。X線スペクトルの  $h\nu = 5 \sim 10\text{ keV}$  の平均的傾き  $1/T_L$  と  $h\nu = 100 \sim 300\text{ keV}$  の平均的傾き  $1/T_H$  を定義する。

図4-2-5.  $T_L$ 、 $T_H$  と  $35 \sim 500\text{ keV}$  のX線光子計数  $N_{HX}$  ( $> 35\text{ keV}$ ) の時間発展。



図の I、II、III の期間がそれぞれ、第 1、2、3 段階である。

図 4-2-6. 硬 X 線強度  $I_{HX}$  (35 keV) の空間分布の時間発展。

図の I、II、III の期間がそれぞれ、第 1、2、3 段階である。

図 4-2-7. 第 3 段階におけるバルク電子 (a) 密度と (b) 温度の径方向分布。  $I_p \sim 13 \text{ kA}$ 、 $P_{LH} = 230 \text{ kW}$ 、 $B_T = 1.5 \text{ T}$ 。

図 4-2-8. 第 3 段階 ( $I_p \sim 13 \text{ kA}$ ) における (a)  $N_{HX} (> 35 \text{ keV})$ 、(b)  $T_H$  の径方向分布及び (c) 第 3 段階における  $\beta_{p+1i}/2$  の時間発展。  $P_{LH} = 230 \text{ kW}$ 、 $B_T = 1.5 \text{ T}$ 。

図 4-2-9. 第 3 段階の  $h\nu = 1 \sim 35 \text{ keV}$  での X 線スペクトル。

図 4-2-10. 放電終了時の電流値  $I_{pm}$  のバルク電子密度  $n_e$  に対する依存性。  $P_{LH} = 230 \text{ kW}$ 、 $\tau_{LH} = 80 \sim 100 \text{ msec}$ 、 $B_T = 1.5 \text{ T}$ 。

図 4-2-11. 低域混成波による電流駆動時の電力の流れ。

図 4-2-12. 第 3 段階における (a) ボロイダル磁場エネルギーの変化率  $\Delta W / \Delta t$ 、(b) 垂直磁場電源からの入力  $P_{ext}$ 、(c) バルク電子の加熱に使われる電力  $V^2 / R_{sp}$  の時間発展。図の上部に  $P_{Ec}$  (56 GHz、100 kW、15 msec)、 $P_{LH}$  (230 kW、95 msec) 及び  $I_p$  を示す。

図 4-2-13. (a)  $\Delta W / \Delta t - P_{ext}$  のバルク電子密度  $\bar{n}_e$  に対する依存性。  $P_{LH} = 230 \text{ kW}$ 、 $B_T = 1.5 \text{ T}$   
(b)  $\Delta W / \Delta t - P_{ext}$  の入力電力  $P_{rf}$  に対する依

存性。  $\bar{n}_e = 0.5 \sim 1.5 \times 10^{18} \text{ m}^{-3}$ 、  $B_T = 1.5 \text{ T}$

図 4 - 2 - 1 4. 電流上昇効率  $P_{el}/P_{rf}$  の位相速度  $v_{ph}/v_R$  に対する依存性。  $B_T = 1.5 \text{ T}$ 。曲線は  $\eta_{eff} = 0.14$ 、  
 $\langle n_{||} \rangle = 6$ 、 $Z_{eff} = 4$  の理論曲線。

図 4 - 2 - 1 5. 高周波トカマクの準定常状態。(a)  $I_p$ 、(b)  $V_L$ 、  
 (c)  $\bar{n}_e$ 、(d)  $I_{HxT}$  (35 keV)、(e)  $\Delta W / \Delta t$ 、(f)  $P_{ext}$  の時間発展である。第 3 段階で準定常状態 ( $\Delta I_p / \Delta t \sim 0$ 、 $\Delta \bar{n}_e / \Delta t \sim 0$ ) に達している。 $P_{LH} = 80 \text{ kW}$ 、 $B_T = 1.5 \text{ T}$ 。

図 4 - 2 - 1 6. (a) 高周波トカマクの準定常状態における  $I_p$  対  $P_{rf}/(n_e R)$ 。  $\bar{n}_e = 3 \sim 10 \times 10^{18} \text{ m}^{-3}$ 、 $P_{rf} = 40 \sim 200 \text{ kW}$ 、 $B_T = 1.5 \text{ T}$ 。一点破線は  $\eta_{cd} = I_p \bar{n}_e R / P_{rf} = 0.04 \times 10^{19} \text{ A m}^{-2} / \text{W}$  を表す。 $R = 0.65 \text{ m}$  を使った。

(b) 電流駆動効率  $\eta_{cd}$  のトロイダル磁場  $B_T$  に対する依存性。  $\bar{n}_e = 5 \sim 10 \times 10^{18} \text{ m}^{-3}$ 、 $P_{rf} = 200 \text{ kW}$ 。

図 4 - 2 - 1 7. 高周波トカマク第 3 段階の角度  $\theta = 22^\circ$ 、 $90^\circ$ 、 $158^\circ$  における X 線スペクトル。

$I_p \sim 13 \text{ kA}$  ( $\Delta I_p / \Delta t \sim 70 \text{ kA/sec}$ )、 $\bar{n}_e = 4 \times 10^{18} \text{ m}^{-3}$ 、 $P_{LH} = 200 \text{ kW}$ 、 $B_T = 1.5 \text{ T}$ 。

図 4 - 2 - 1 8. 高周波トカマク第 3 段階の (a) X 線角度分布、  
 (b) X 線径 (R) 方向分布。視線の長さに対する補正因子  $FC(3.5.4)$  式は (b) の  $h\nu = 75 \sim 150 \text{ keV}$  領域の X 線径方向分布を使って求めた。

$I_p \sim 13 \text{ kA}$  ( $\Delta I_p / \Delta t \sim 70 \text{ kA/sec}$ )、 $\bar{n}_e = 4 \times 10^{18} \text{ m}^{-3}$ 、 $T_{e0} \sim 140 \text{ eV}$ 、 $P_{LH} = 200$

k W、 $B_r = 1.5$  T。

図 4 - 2 - 19. 高周波トカマク第3段階の高速電子速度分布関数。

(a) 運動量空間での分布、(b) 実空間での R 方向分布。

図 4 - 2 - 20.  $\Delta I_p / \Delta t$  の変化に対する、角度  $\theta = 158^\circ$  における X 線スペクトルの変化。

A:  $\Delta I_p / \Delta t \sim 170$  kA/sec、 $I_p \sim 13$  kA、  
 $\bar{n}_e = 1 \times 10^{18} \text{ m}^{-3}$

B:  $\Delta I_p / \Delta t \sim 90$  kA/sec、 $I_p \sim 13$  kA、  
 $\bar{n}_e = 3 \times 10^{18} \text{ m}^{-3}$

A、B とともに、 $P_{LH} = 200$  kW、 $B_r = 1.5$  T。

図 4 - 2 - 21. OH プラズマに、LHW を入射して得られた、定常電流駆動時の放電波形。(a) プラズマ電流  $I_p$ 、(b) 一周電圧  $V_L$ 、(c) 線平均密度  $\bar{n}_e$

図上部に  $P_{LH}$  (2 GHz、170 kW、60 msec) を示す。

$B_r = 1.4$  T での放電である。

図 4 - 2 - 22. LHW による定常電流駆動時の X 線角度分布。

プラズマ電流  $I_p = 40$  kA、一周電圧  $V_L$  ほぼ零である。  
 $\bar{n}_e = 4.5 \times 10^{18} \text{ m}^{-3}$ 、 $T_{e0} \sim 320$  eV、  
 $P_{LH} = 170$  kW、 $B_r = 1.4$  T。

図 4 - 2 - 23. LHW による定常電流駆動時の高速電子速度分布関数。

(a) 運動量空間での分布、(b) 実空間での R 方向分布。

図 4 - 2 - 24. OH プラズマに、ECW を入射して得られた、定常電流駆動時の放電波形。(a) 一周電圧  $V_L$ 、(a) プラズマ電流  $I_p$ 、(c) 線平均密度  $\bar{n}_e$

図上部に  $P_{EC}$  (56 GHz、65 kW、60 msec) を示す。

$B_r = 1$  T での放電である。

図 4 - 2 - 25. X線角度分布。

(a) OHプラズマ時、プラズマ電流  $I_p = 25 \sim 30$  kA、一周電圧  $V_L = 1 \sim 4$  V、 $n_e = 1.7 \times 10^{18} \text{ m}^{-3}$ 、 $T_{e0} \sim 200$  eV。

(b) ECWによる定常電流駆動時。プラズマ電流  $I_p = 20$  kA、一周電圧  $V_L$  ほぼ零である。 $n_e = 1.7 \times 10^{18} \text{ m}^{-3}$ 、 $T_{e0} \sim 200$  eV、 $P_{ec} = 65$  kW、 $B_r = 1$  T。

図 4 - 2 - 26 (a) OHプラズマ時の高速電子（逃走電子）速度分布関数、(b) ECWによる定常電流駆動時の高速電子速度分布関数。

図 5 - 1  $\eta_{cd}$  の  $I_p$  及び装置サイズによる変化。WT-3 ( $R_b = 0.65$  m、 $a_p = 0.2$  m) と WT-2 ( $R_b = 0.4$  m、 $a_p = 0.09$  m) における LHCD 実験から得られた  $\eta_{cd}$  を  $1/q_a$  ( $I_p$  に比例) の関数としてプロットした。

(+) WT-3 における高周波トカマク実験； $I_p = 6 - 15$  kA、 $B_r = 1.5$  T。

(O) WT-3 における LHCS 実験； $I_p = 20 - 110$  kA、 $B_r = 1.4$  T。

$n_e (= 3 \sim 10 \times 10^{18} \text{ m}^{-3})$  と  $P_{rf} (= 40 \sim 200 \text{ kW})$  は (+) と (O) の 2 つの場合で同じ。

( $\Delta$ ) WT-2 における高周波トカマク実験<sup>7)</sup>； $I_p \sim 5$  kA。

( $\nabla$ ) WT-2 における LHCS 実験<sup>1)</sup>； $I_p \sim 10$  kA。

$B_r (= 1.3 \text{ T})$ 、 $n_e (= 2 \sim 4 \times 10^{18} \text{ m}^{-3})$ 、 $P_{rf} (\sim 40 \text{ kW})$  は ( $\Delta$ ) と ( $\nabla$ ) の 2 つの場合で同じ。

図 5 - 2. 高周波トカマク第 3 段階の前方方向 X 線角度分布。

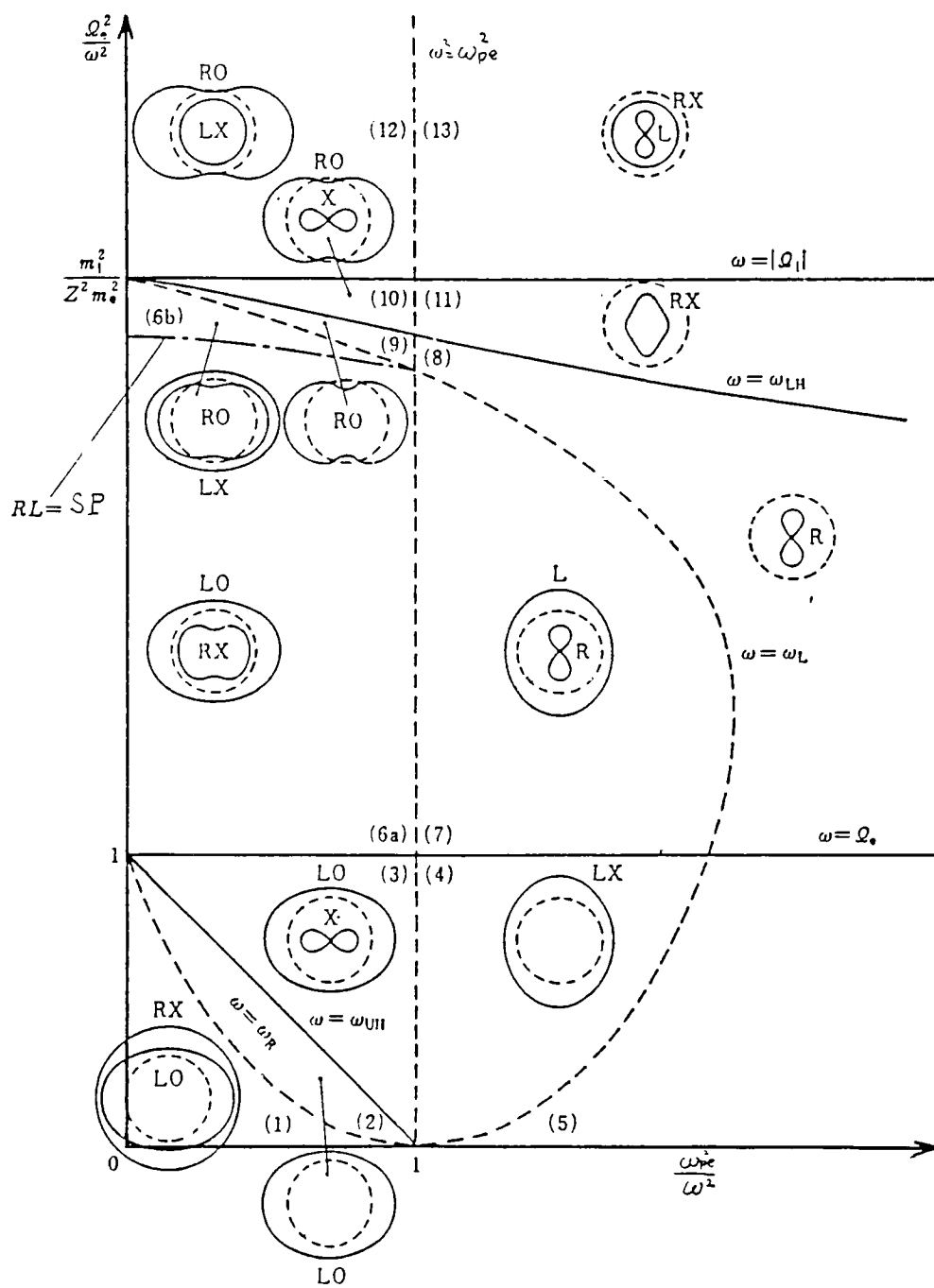
実線；共鳴領域有り

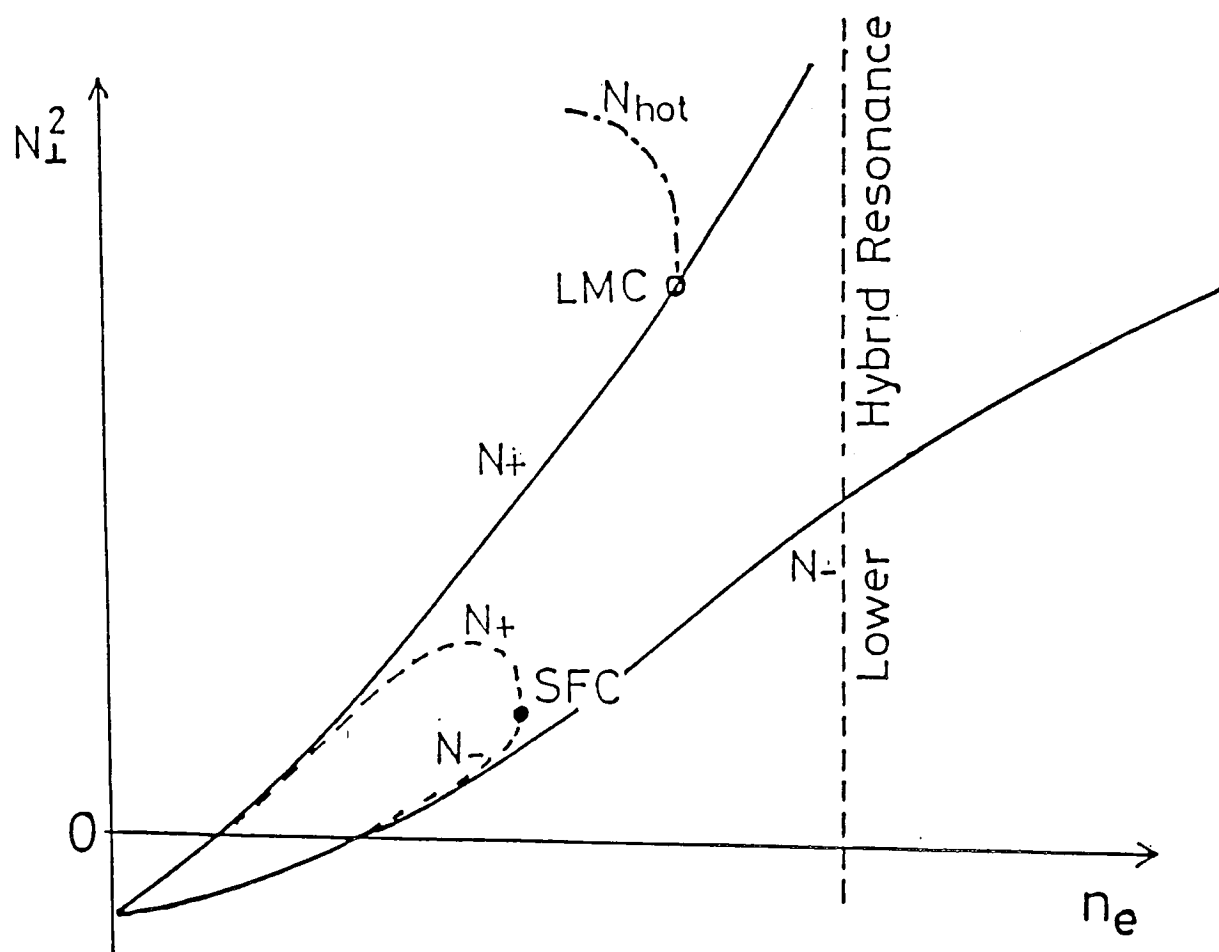
点線；共鳴領域無し

図 5 - 3 . L H W による電流駆動時の X 線角度分布。図 4 - 2 - 1 8 (ランプアップ放電) と図 4 - 2 - 2 2 (定常電流駆動時) との比較。図の上部に高速電子速度分布関数のパラメータを表にまとめた。

図 A P - 1 . 電子 - イオン衝突過程の座標系。

図 A P - 2 . 電子 - 電子衝突過程の座標系。





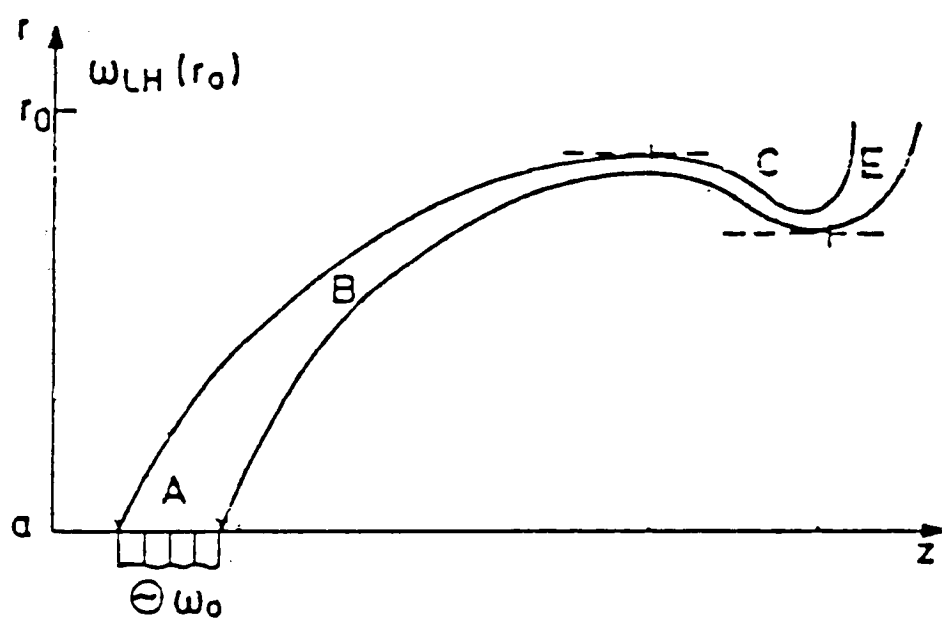
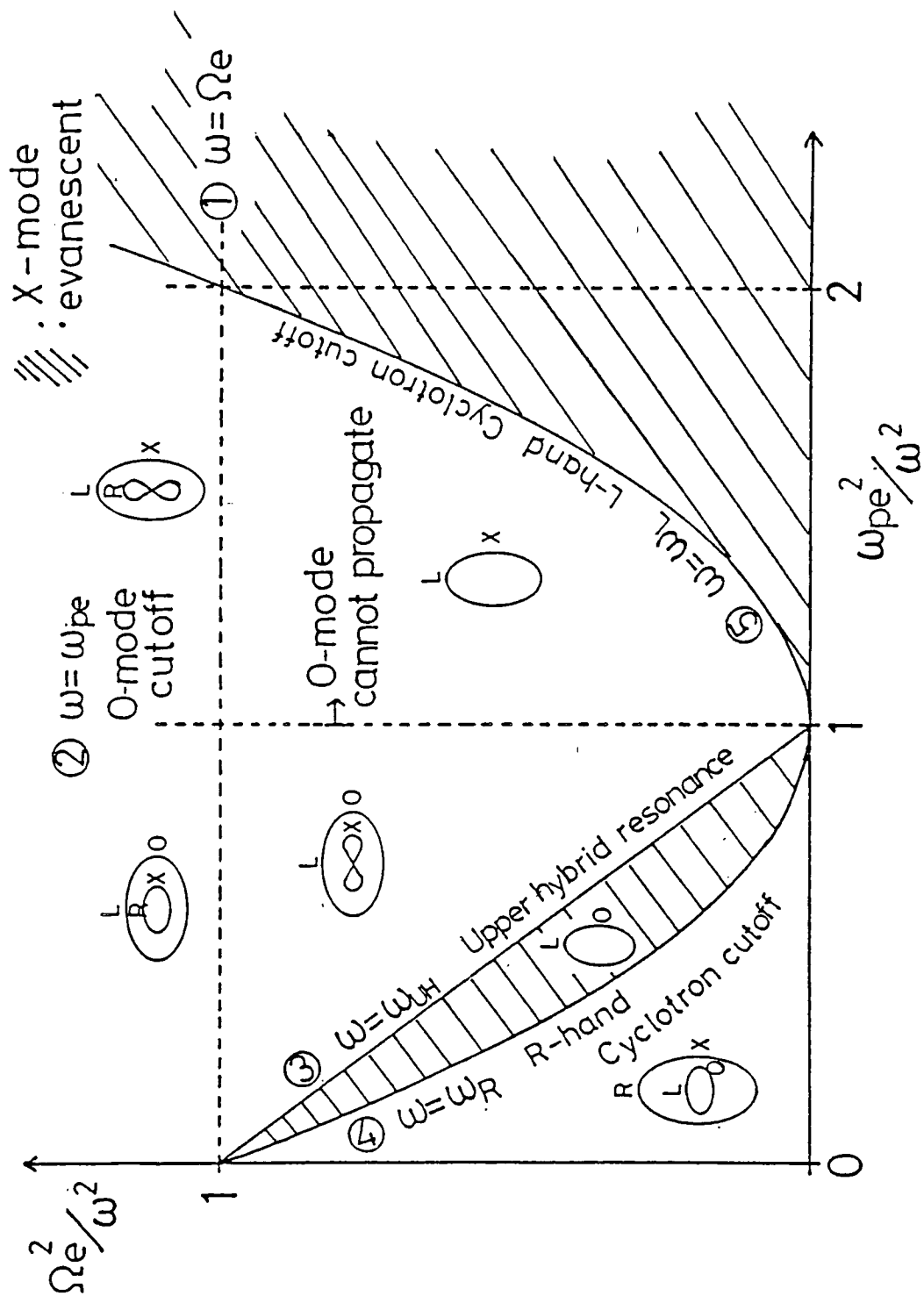
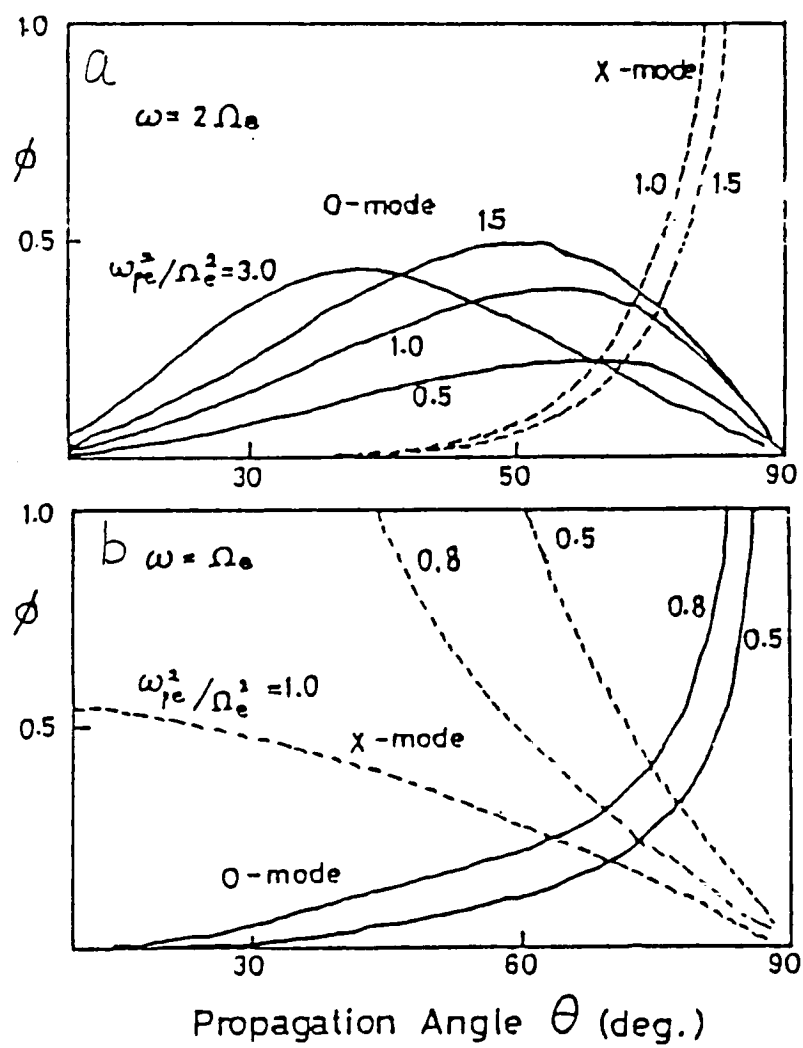


图 2-3



# CMA Diagram





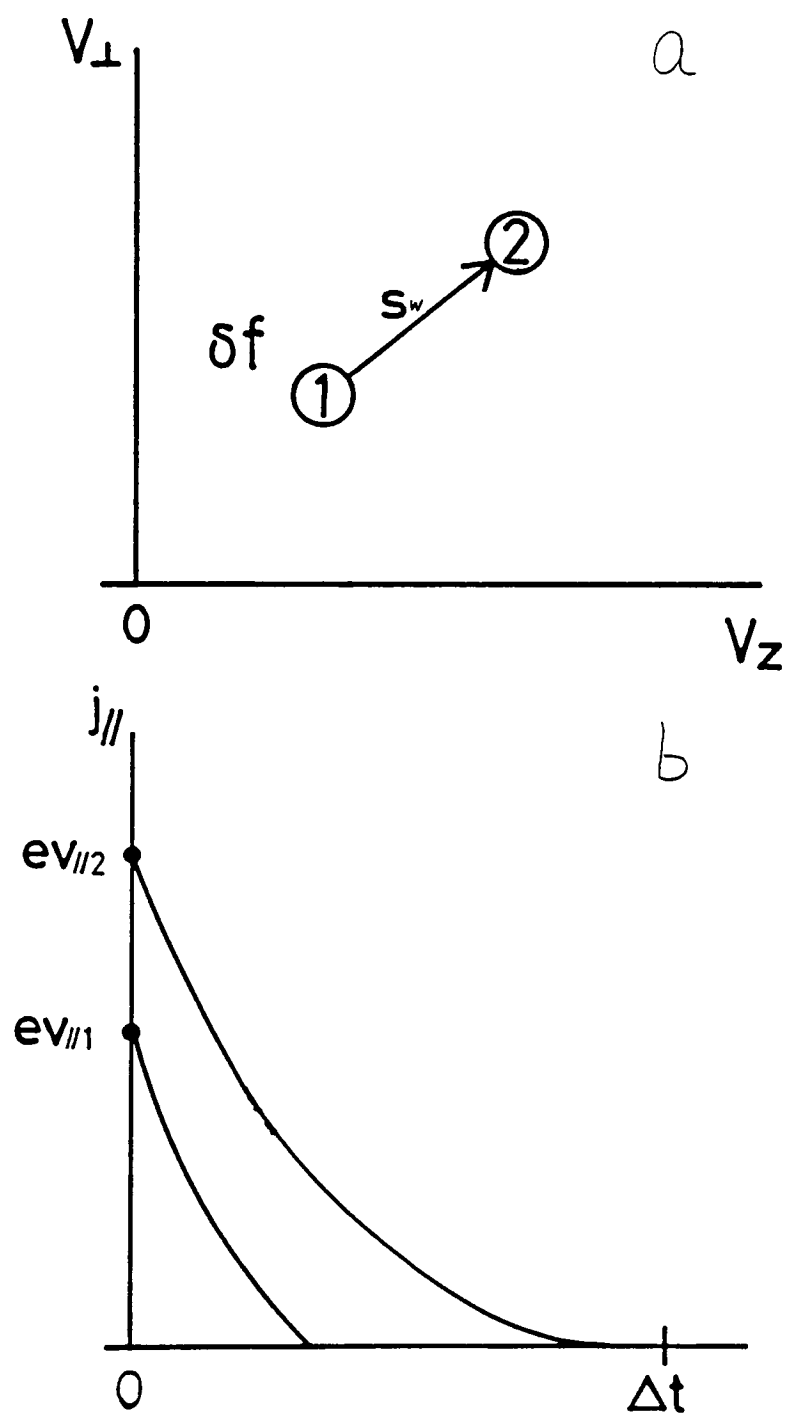


图 2-6

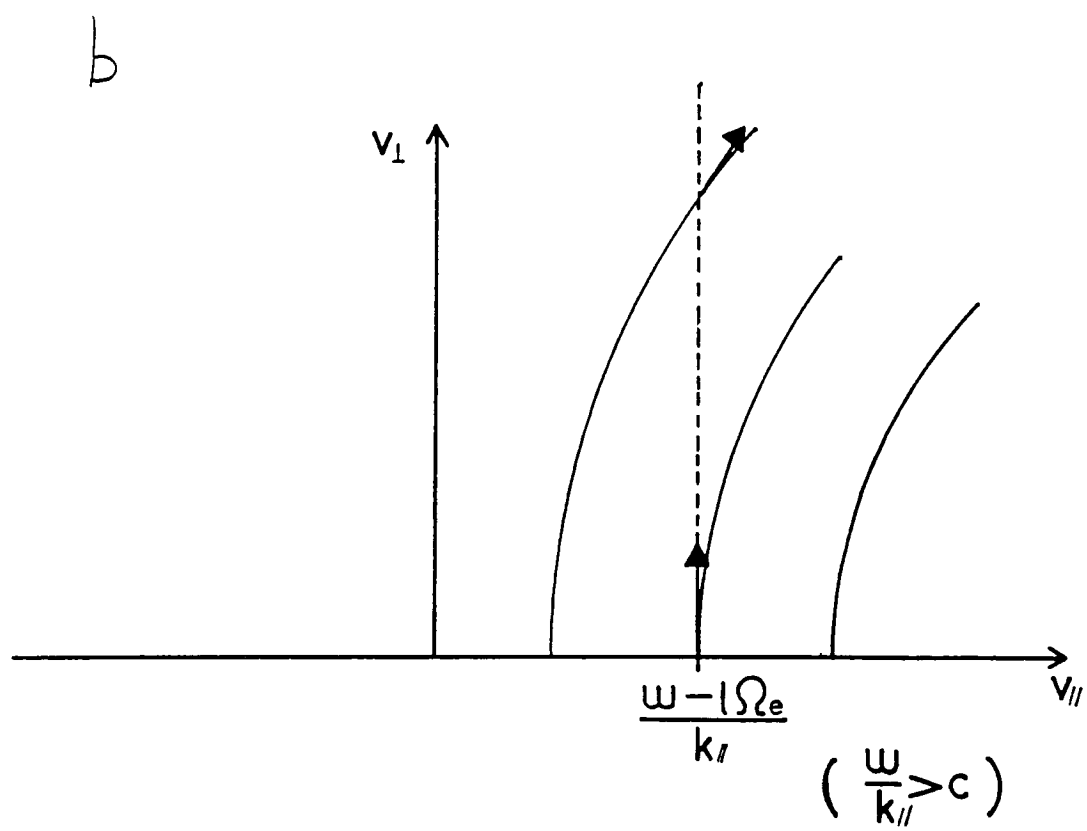
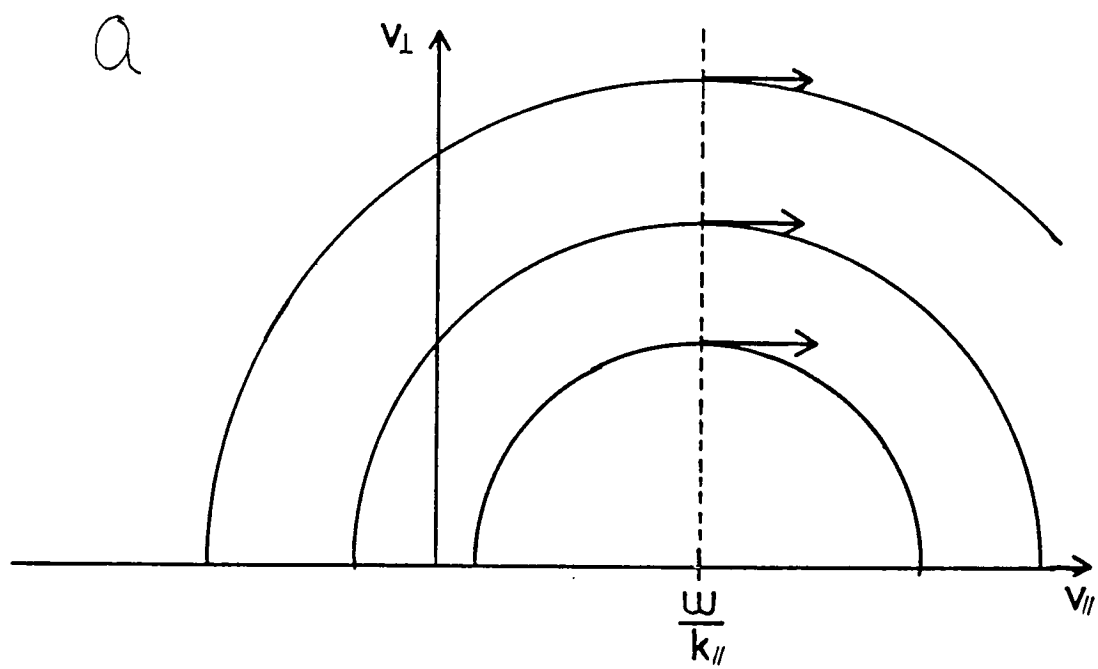
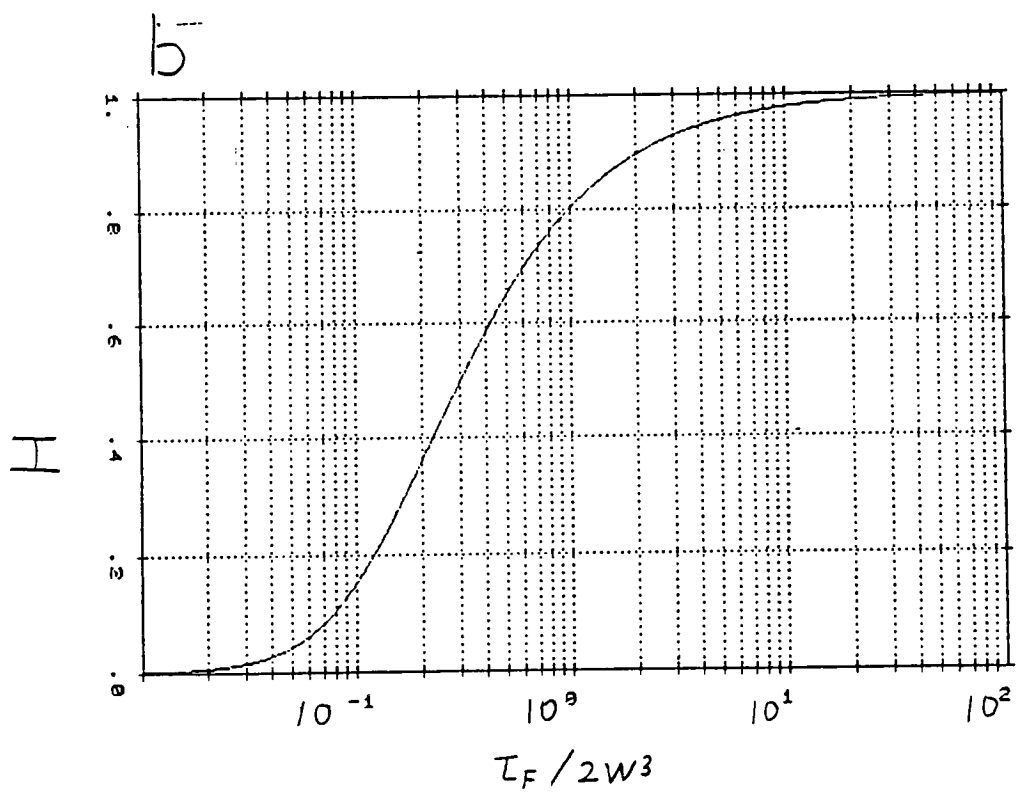
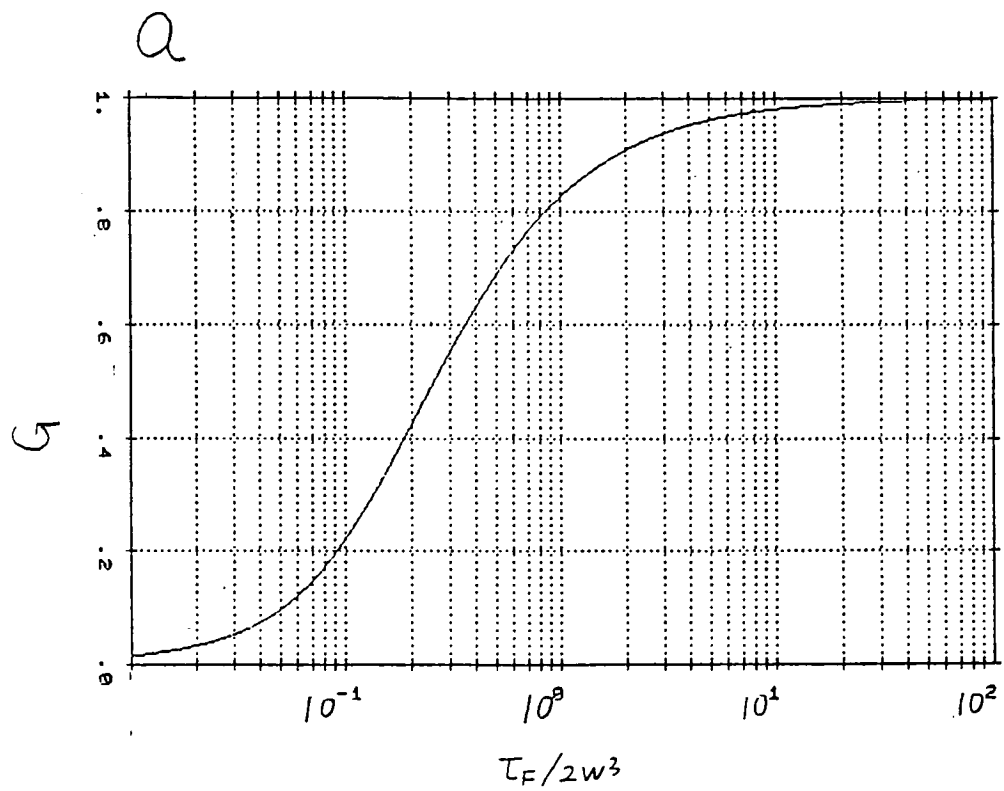
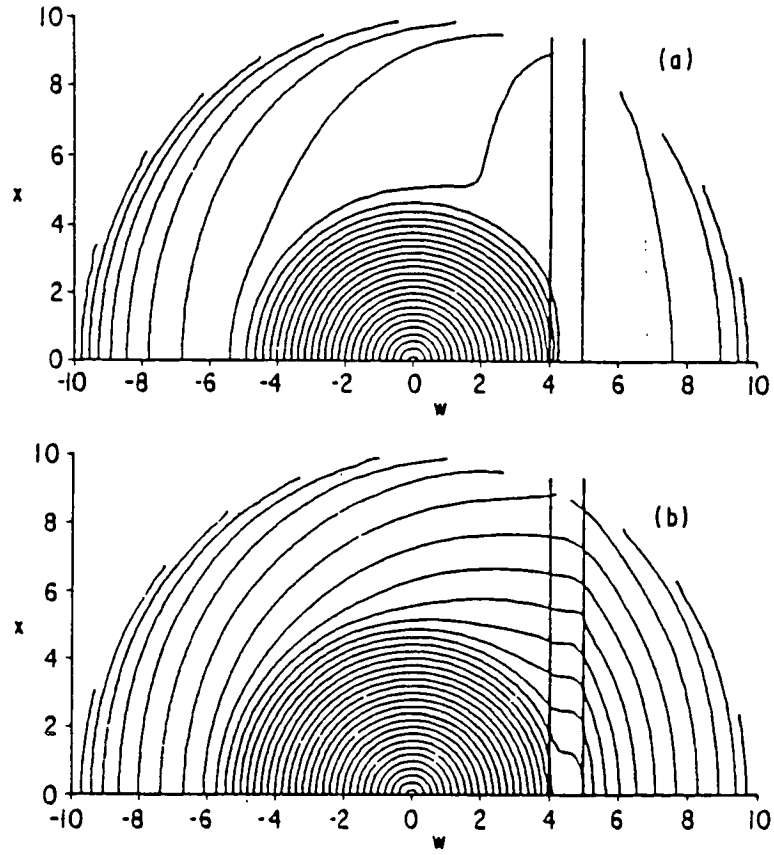
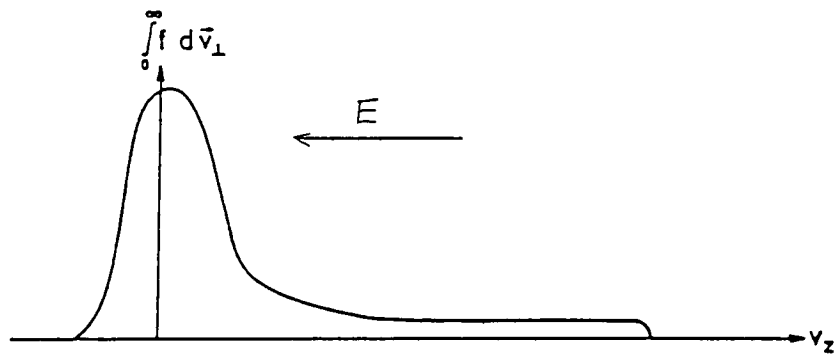
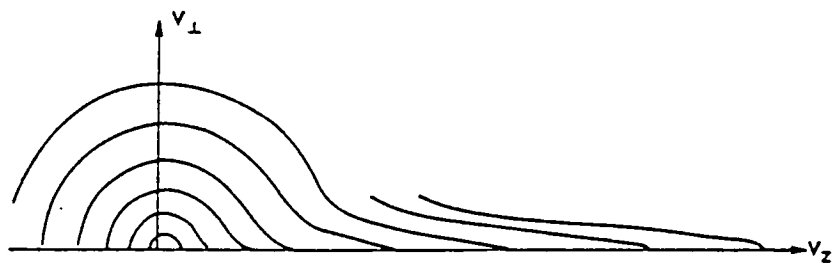


图 2-7

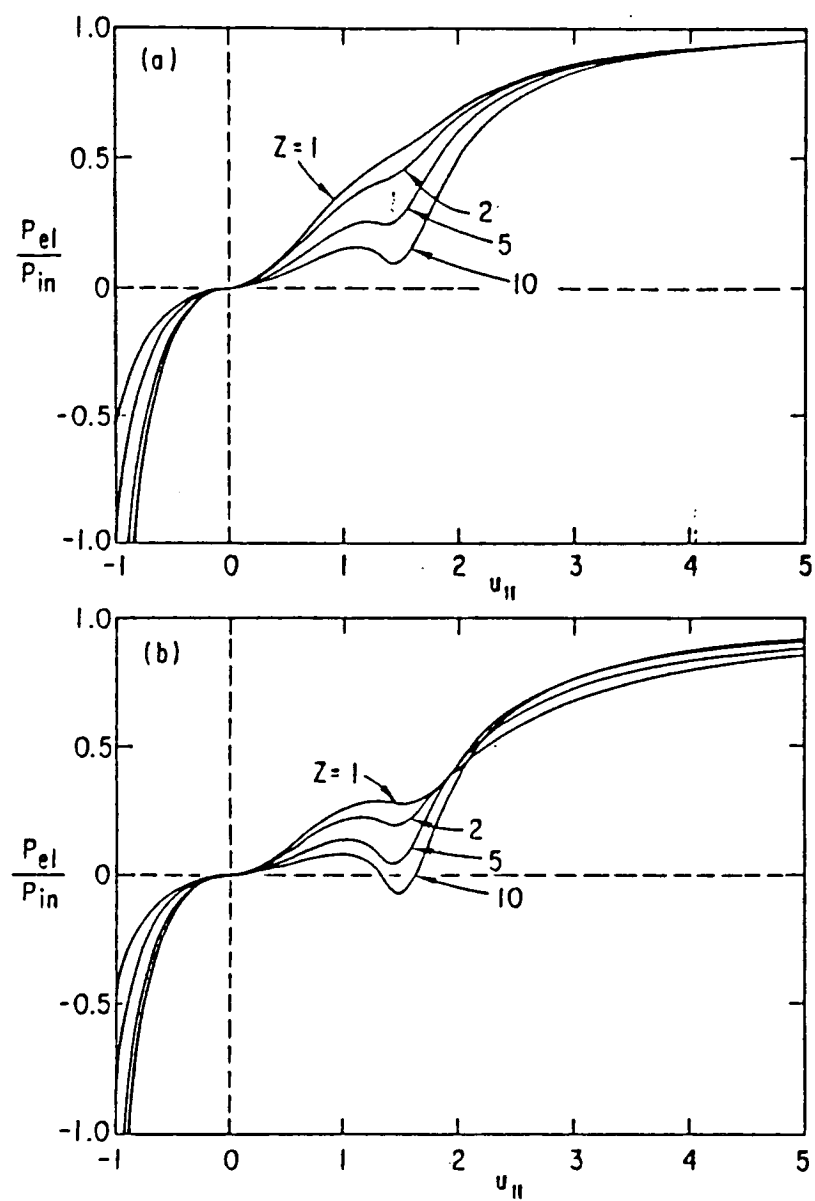




*Steady-state distribution functions for  $D \rightarrow \infty$  with  $w_1 = 4$ , and  $w_2 = 5$ . Figures (a) and (b) show the cases of electron cyclotron waves and lower-hybrid waves, respectively.*

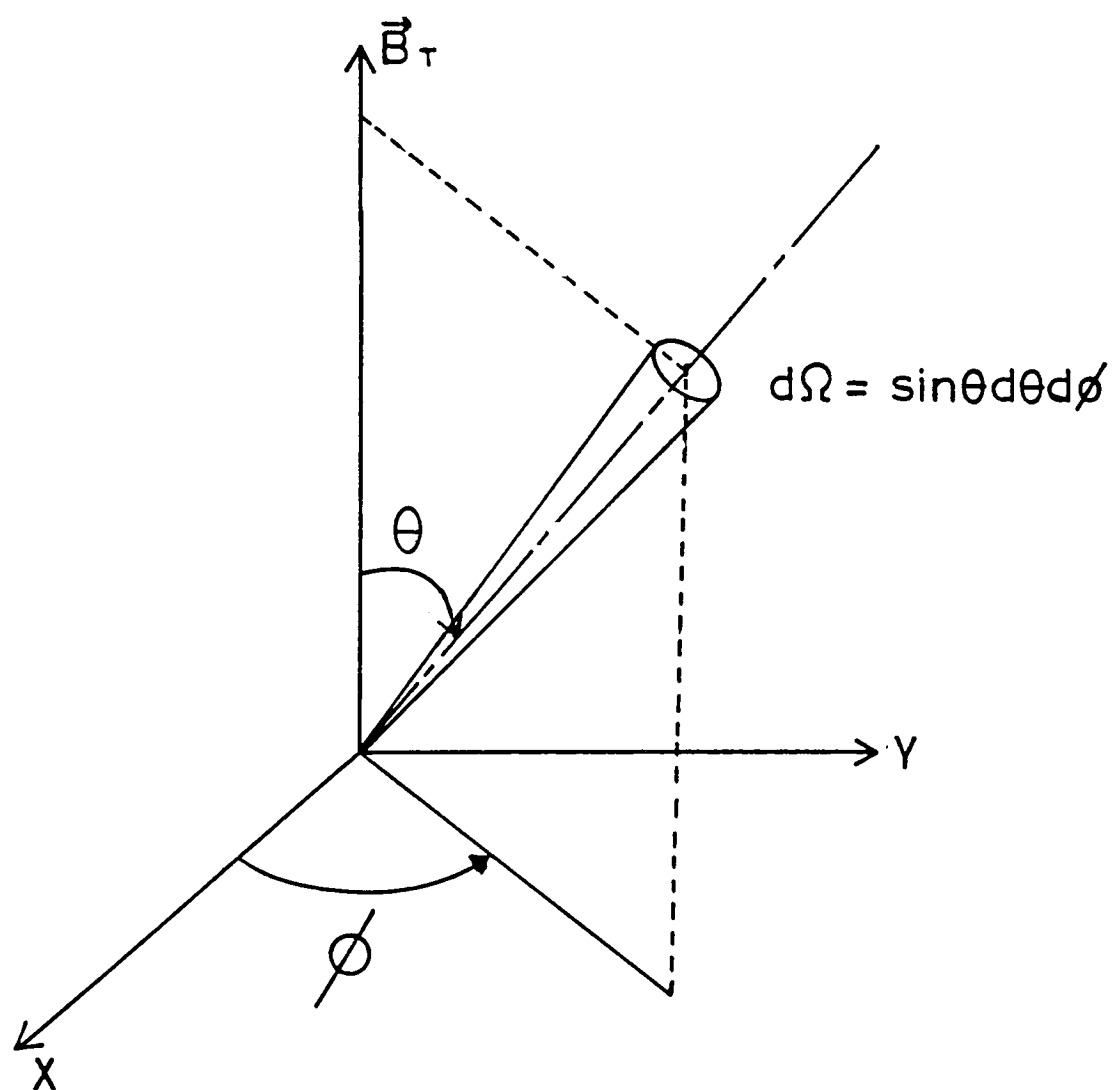


*Electron distribution function in the presence of a longitudinal electric field  $E_0 < E_D$ .*



Efficiency for two types of current drive: (a) lower-hybrid wave; (b) electron-cyclotron wave

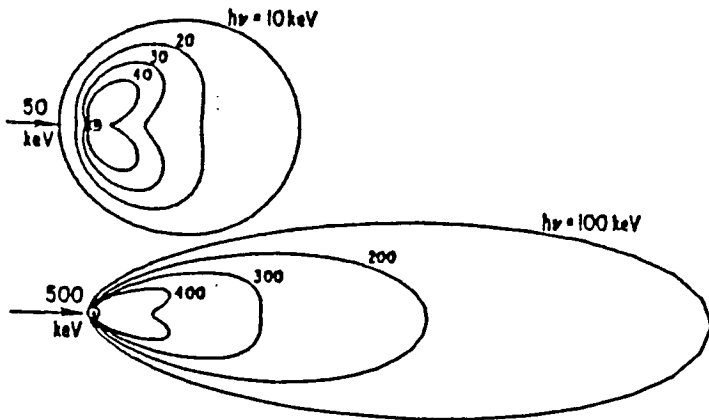




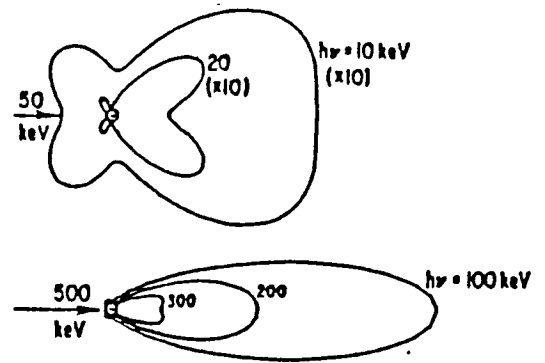
a

Incident  
Electron  
Energy

PHOTON INTENSITY vs EMISSION ANGLE



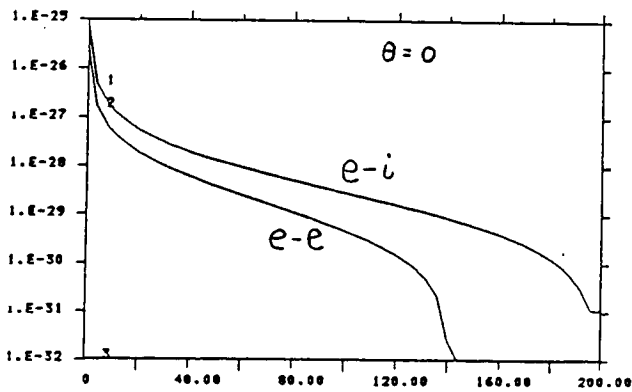
e-i



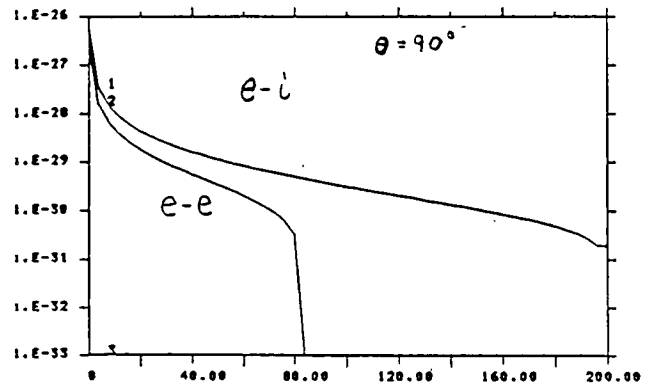
e-e

b

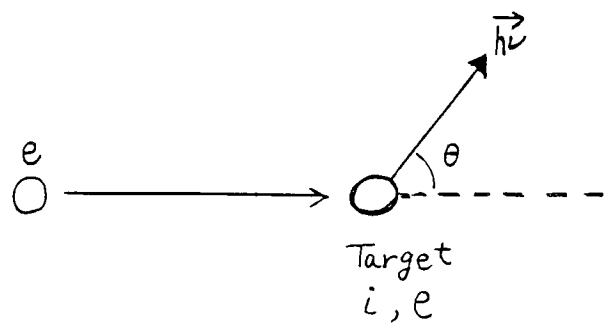
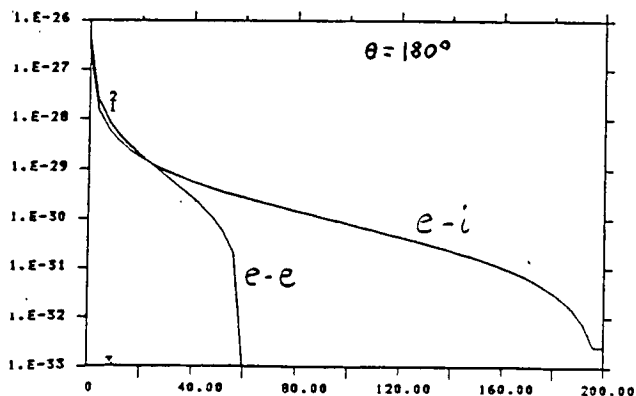
CROSS SECTION ( CM<sup>2</sup>/KEV ) 1.1E-1.2E-E



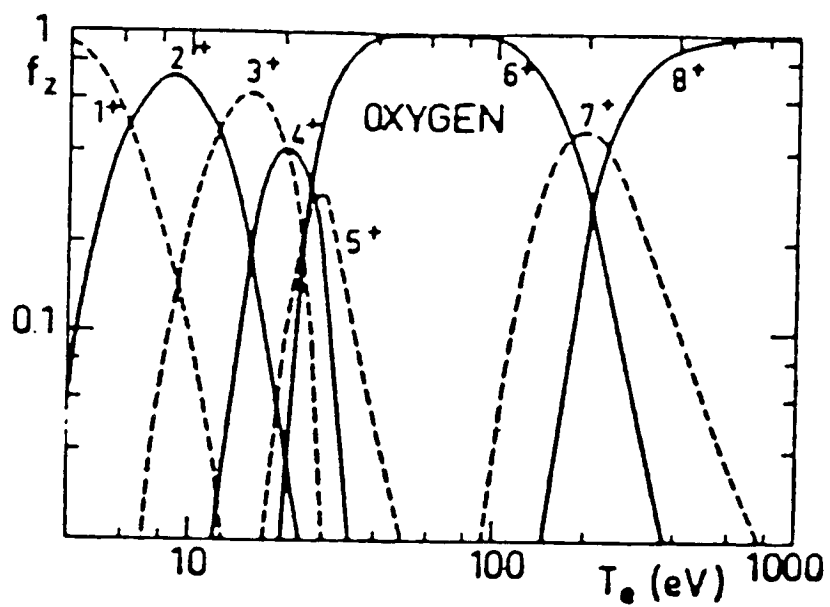
CROSS SECTION ( CM<sup>2</sup>/KEV ) 1.1E-1.2E-E



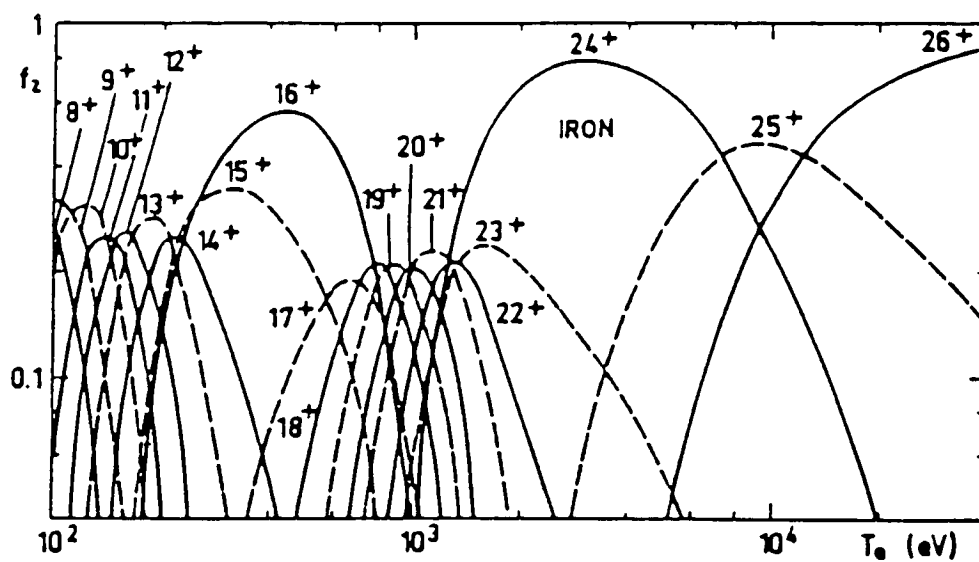
CROSS SECTION ( CM<sup>2</sup>/KEV ) 1.1E-1.2E-E

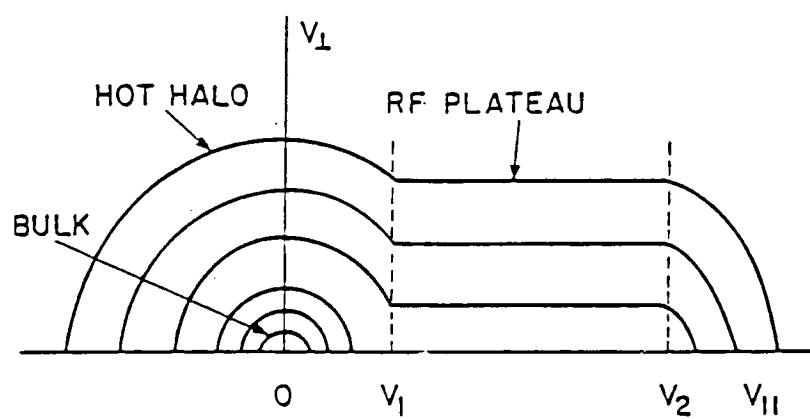


a

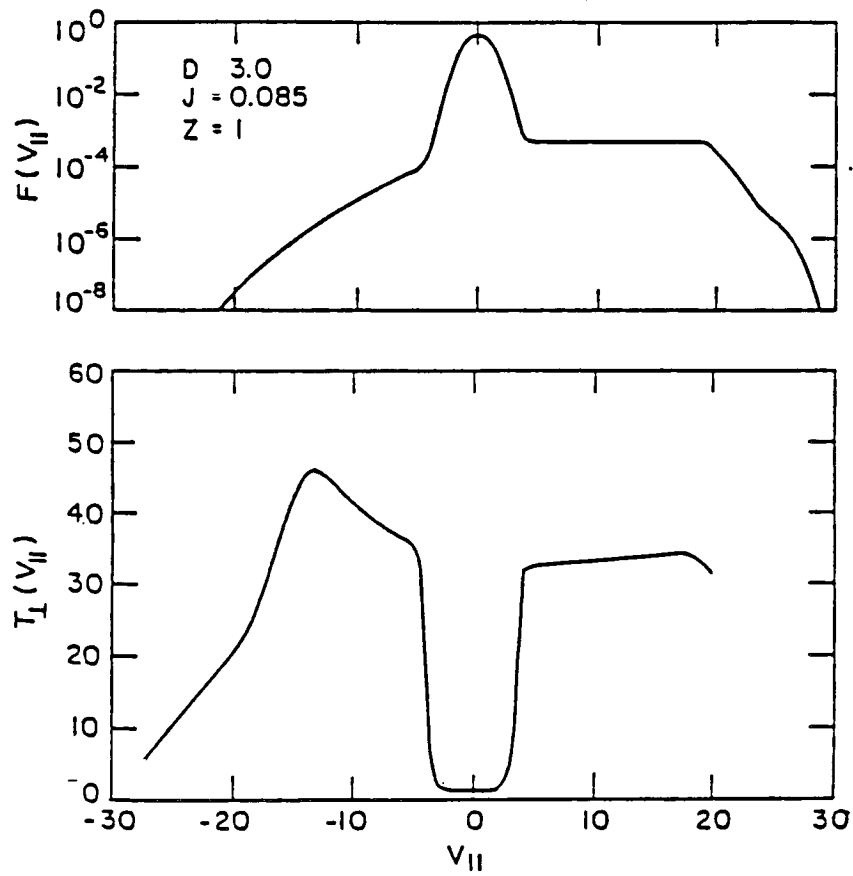


b

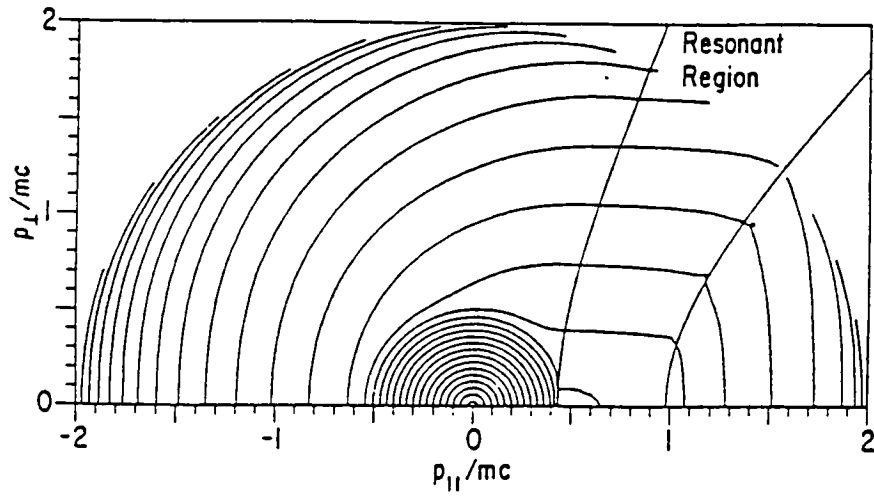




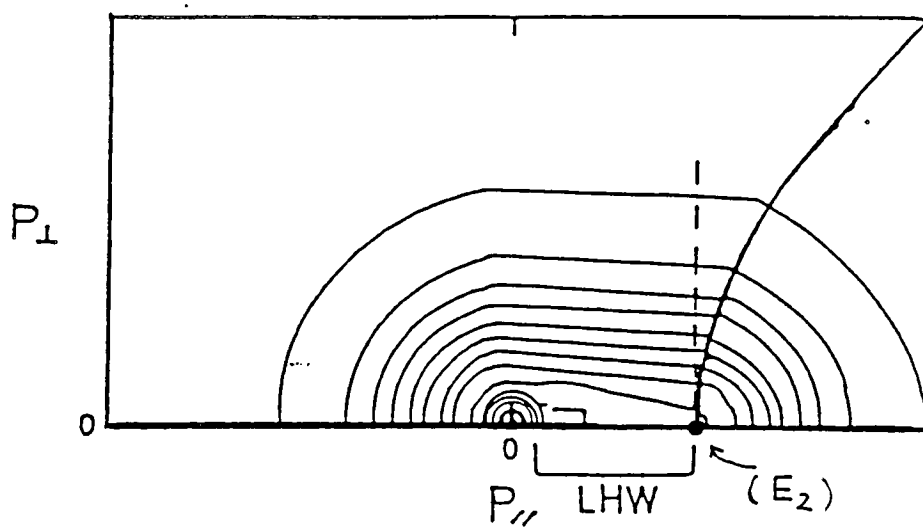
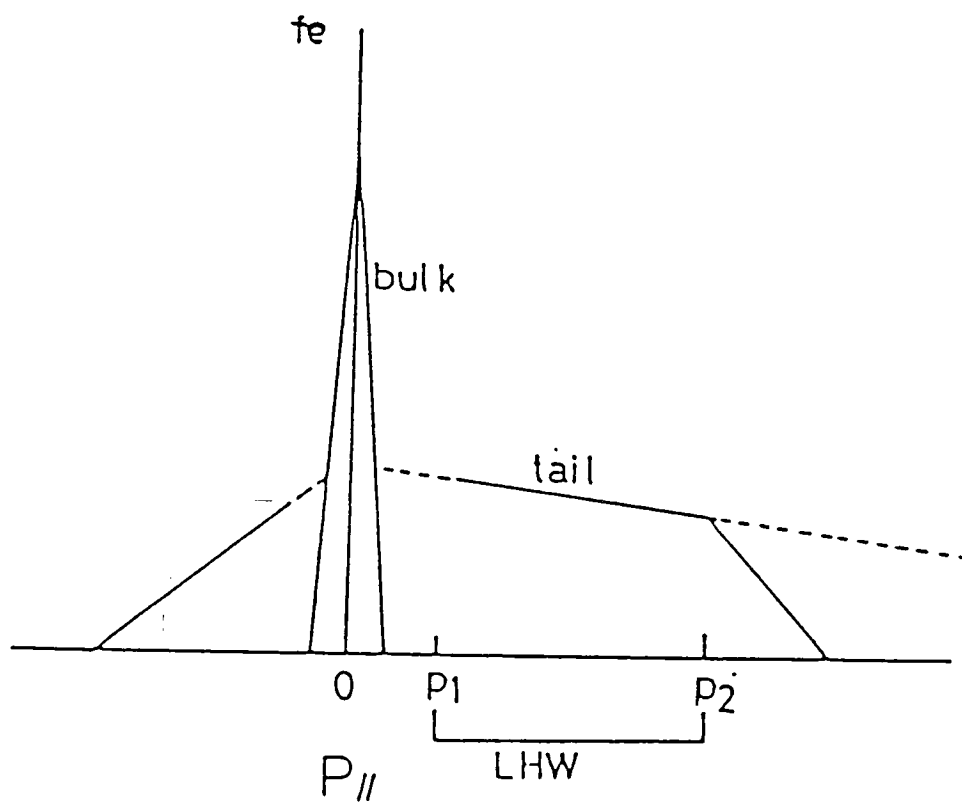
Two-dimensional distribution function for rf current drive,



Numerical  $F(v_{||})$  and  $T_{||}(v_{||})$  obtained from numerical solution of the two-dimensional Fokker-Planck equation. Here,  $D = D_{QL}/(v_e v_e^2)$ ,  $Z = Z_i$  the ion charge state, and  $J$  is the current density in units of  $en_e v_e$ .



Contour plot of the steady-state distribution  $f$  obtained by numerically integrating Eq. (22). Here  $Z = 1$ ,  $\Theta = 0.01$ ,  $v_1 = 0.4c$ ,  $v_2 = 0.7c$ . The resonant region is indicated. The contour levels are chosen so that for a Maxwellian they would be equally spaced with  $\Delta p = mc/30$ .



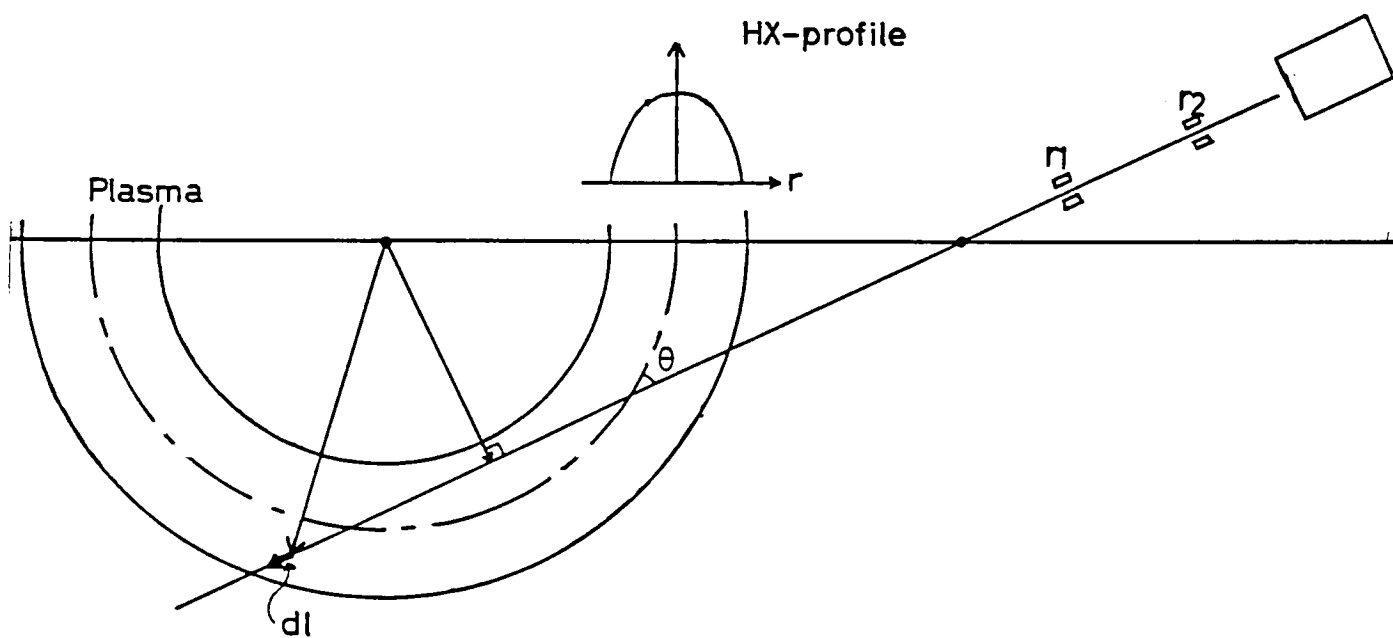
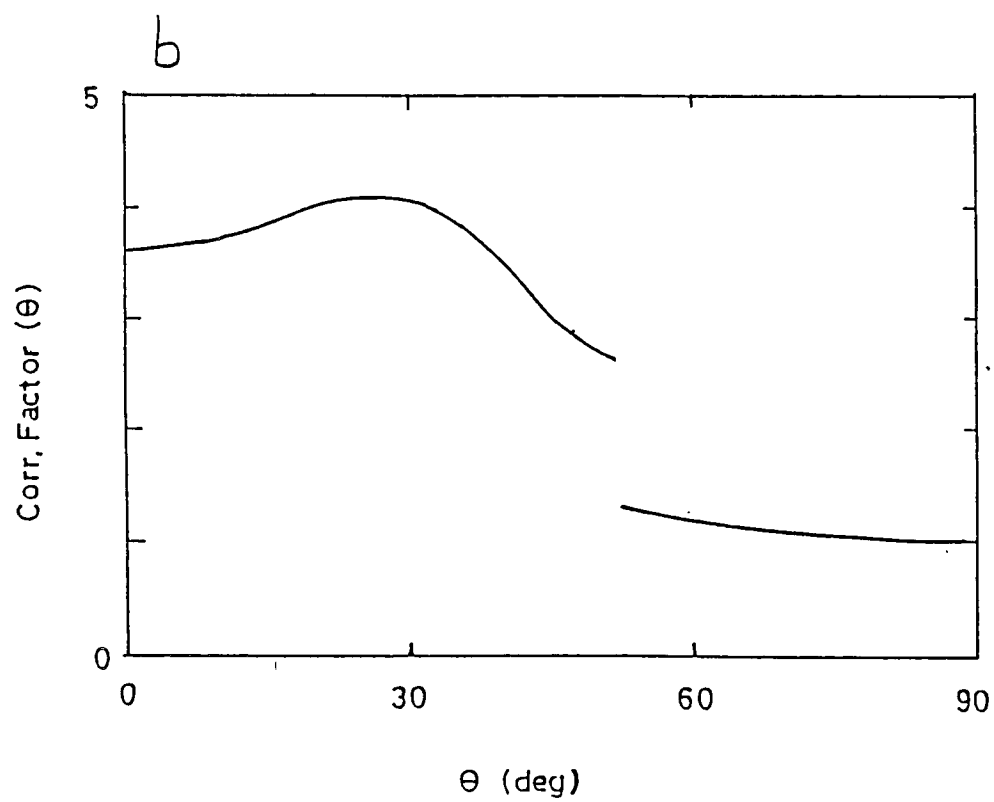
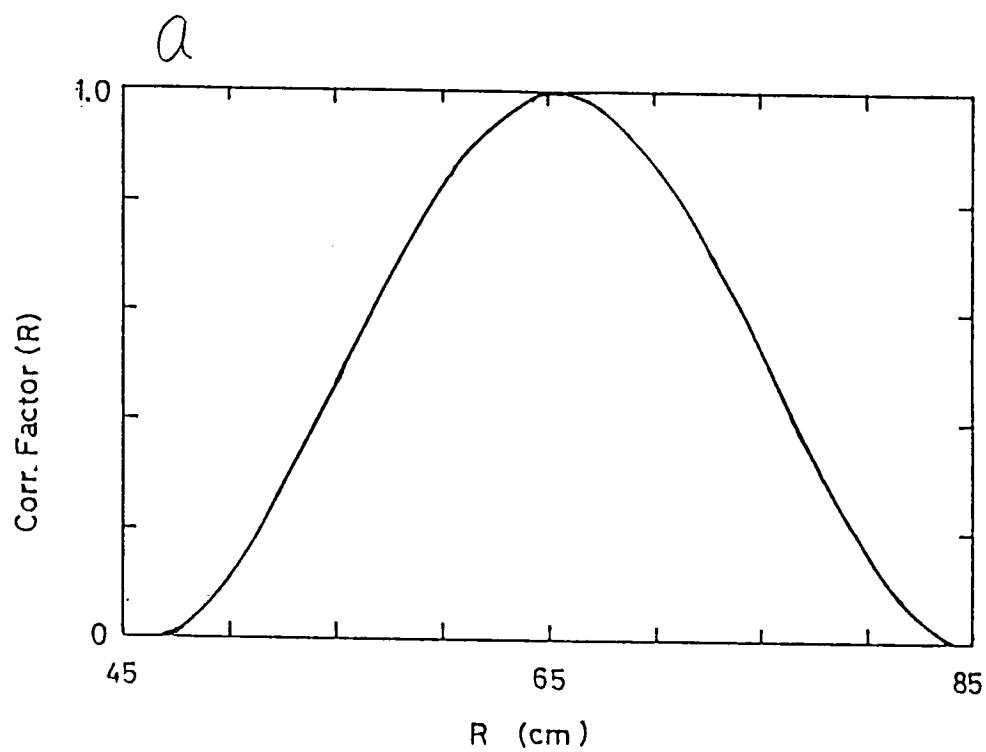
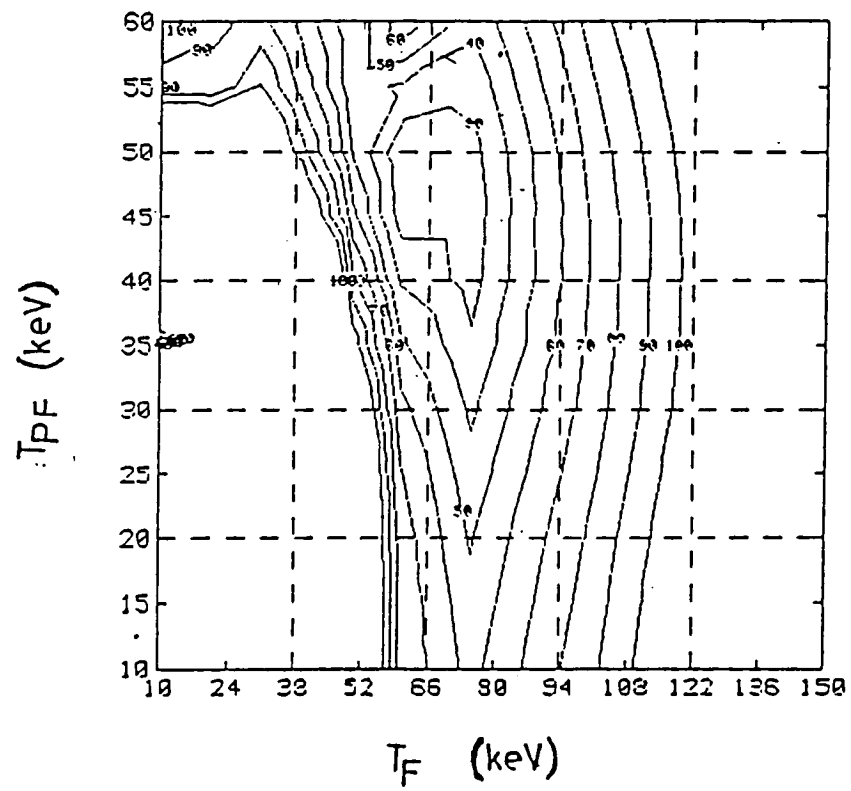


图3-8





# $\xi$ - DISTRIBUTION



# WT-III Toroidal Device

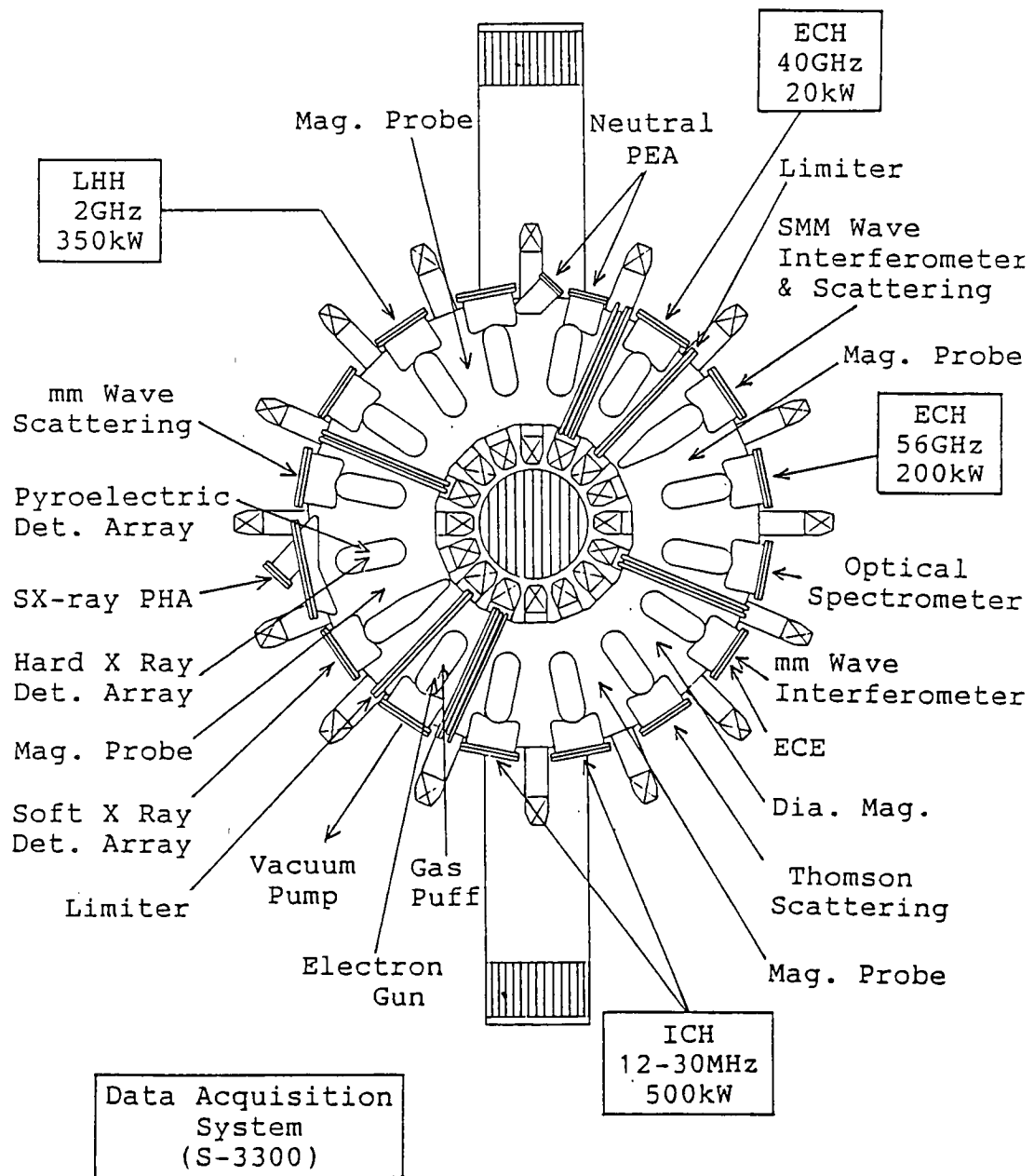


図 4-1-1

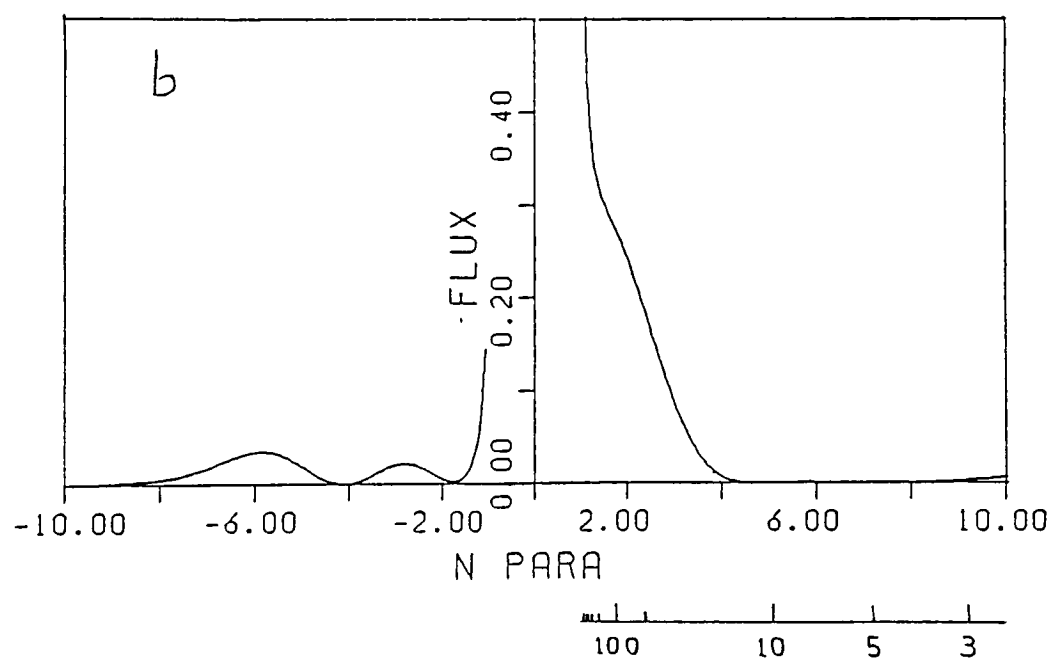
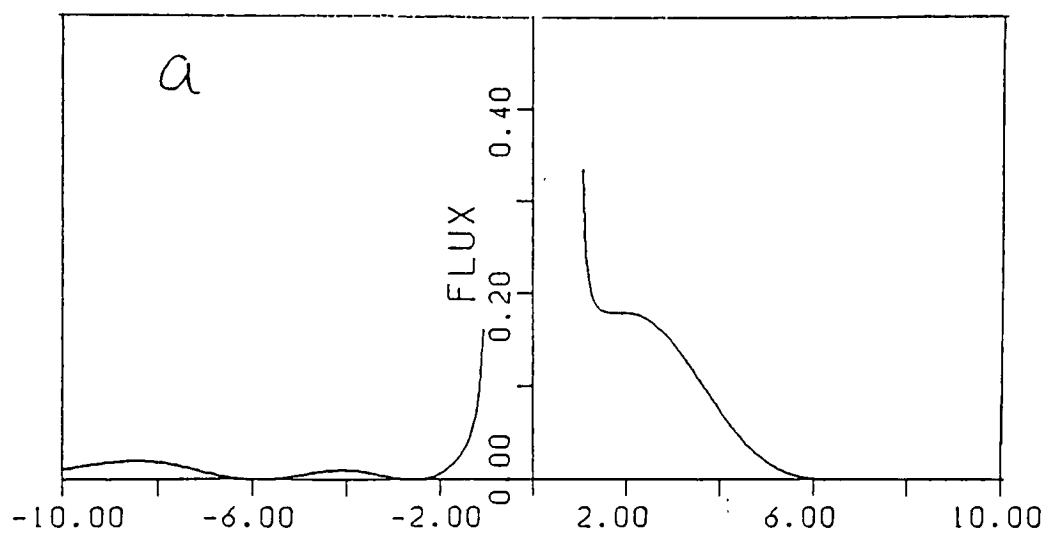
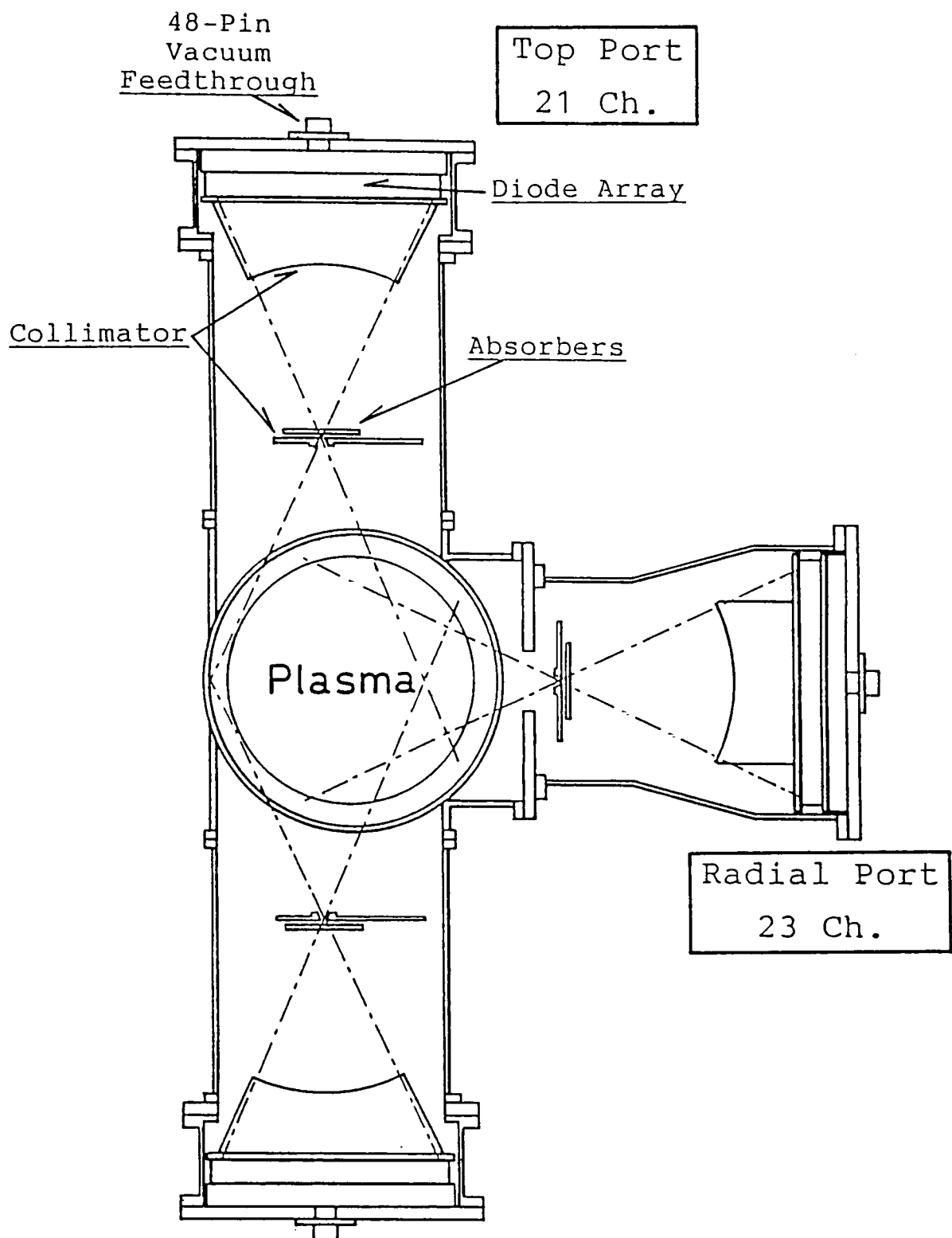
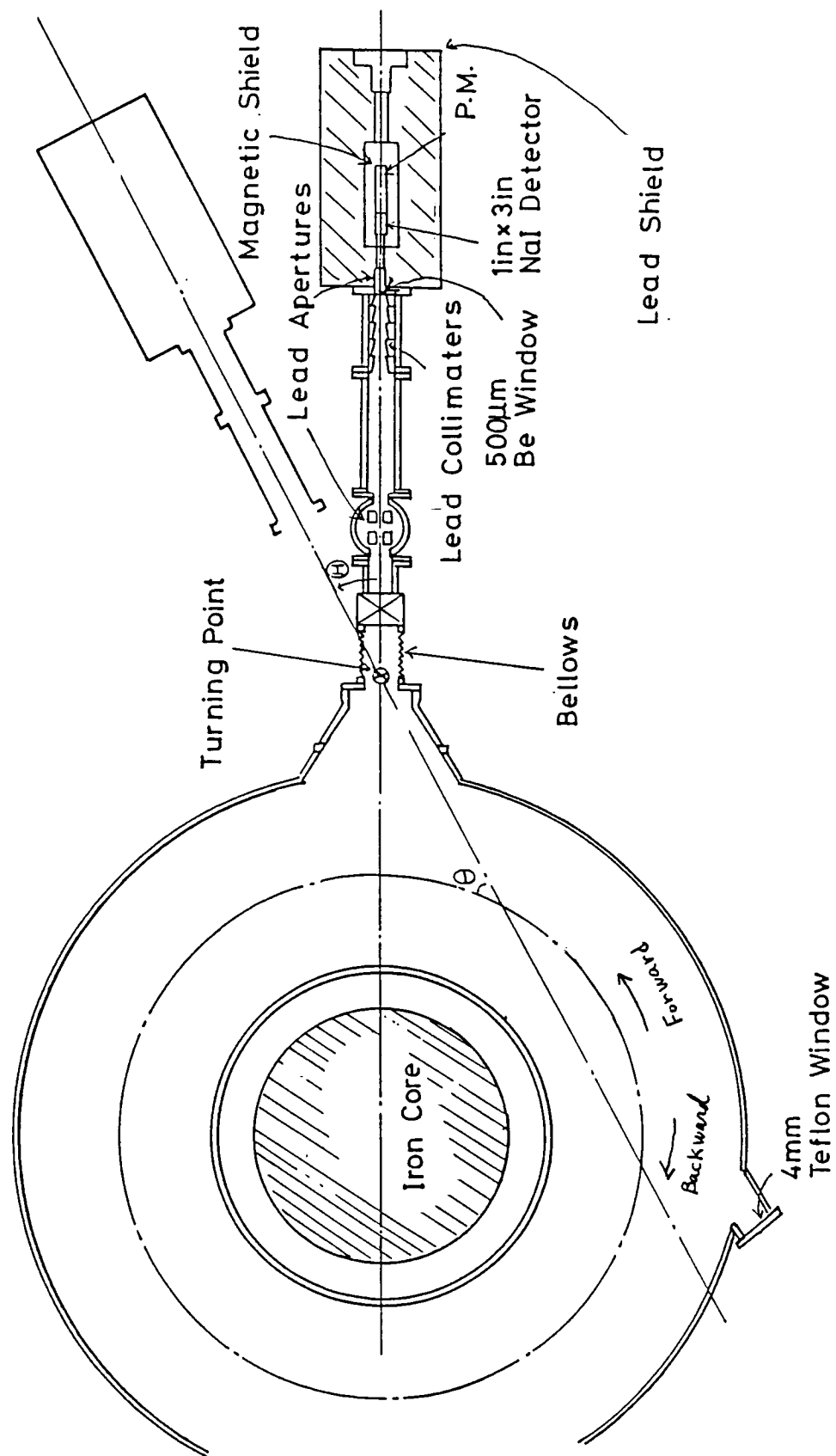
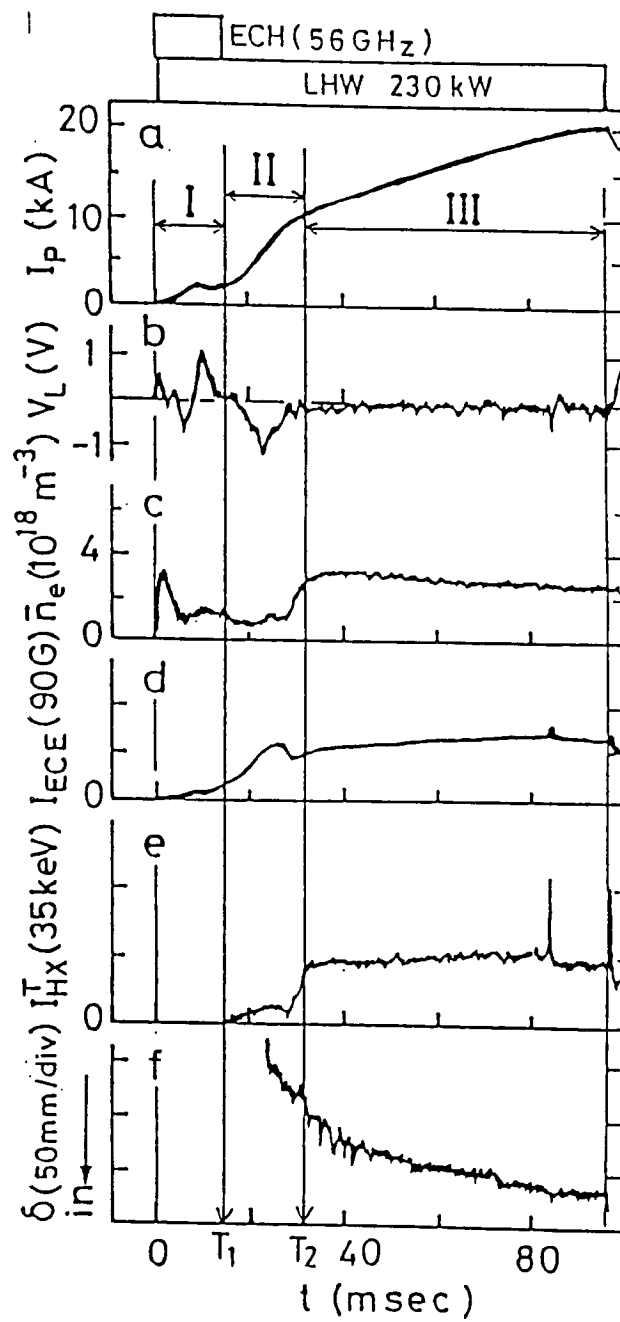


图4-1-2



Schematic Diagram of X-ray Detector (top view)





4-2-1

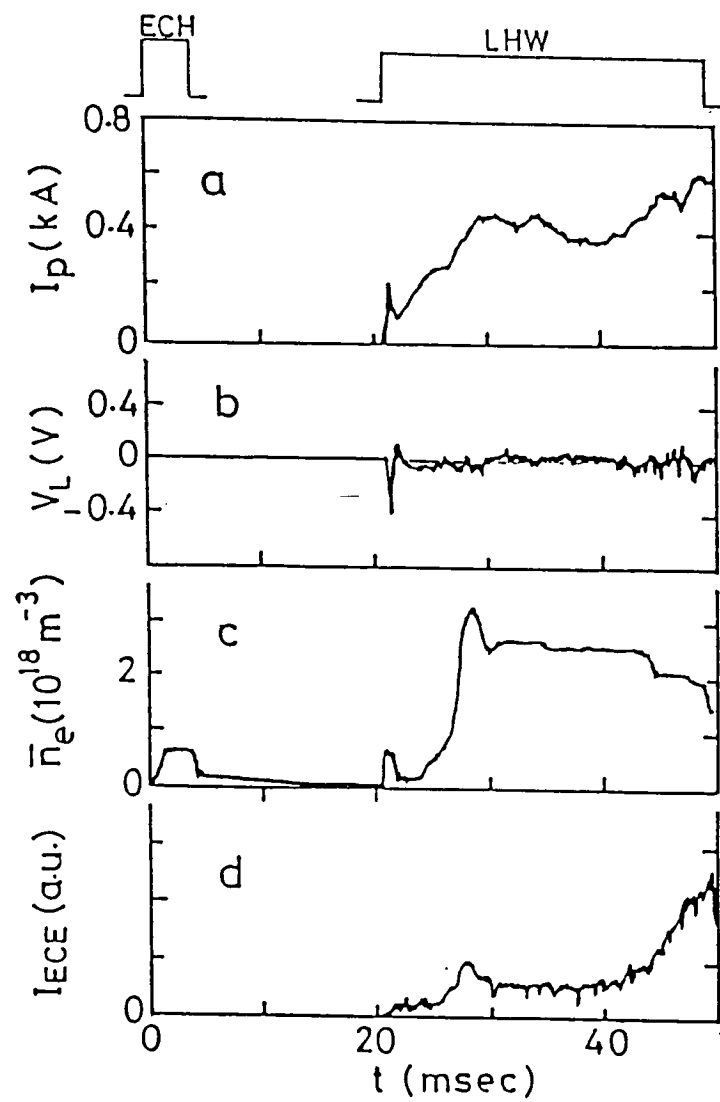


图 4-2-2



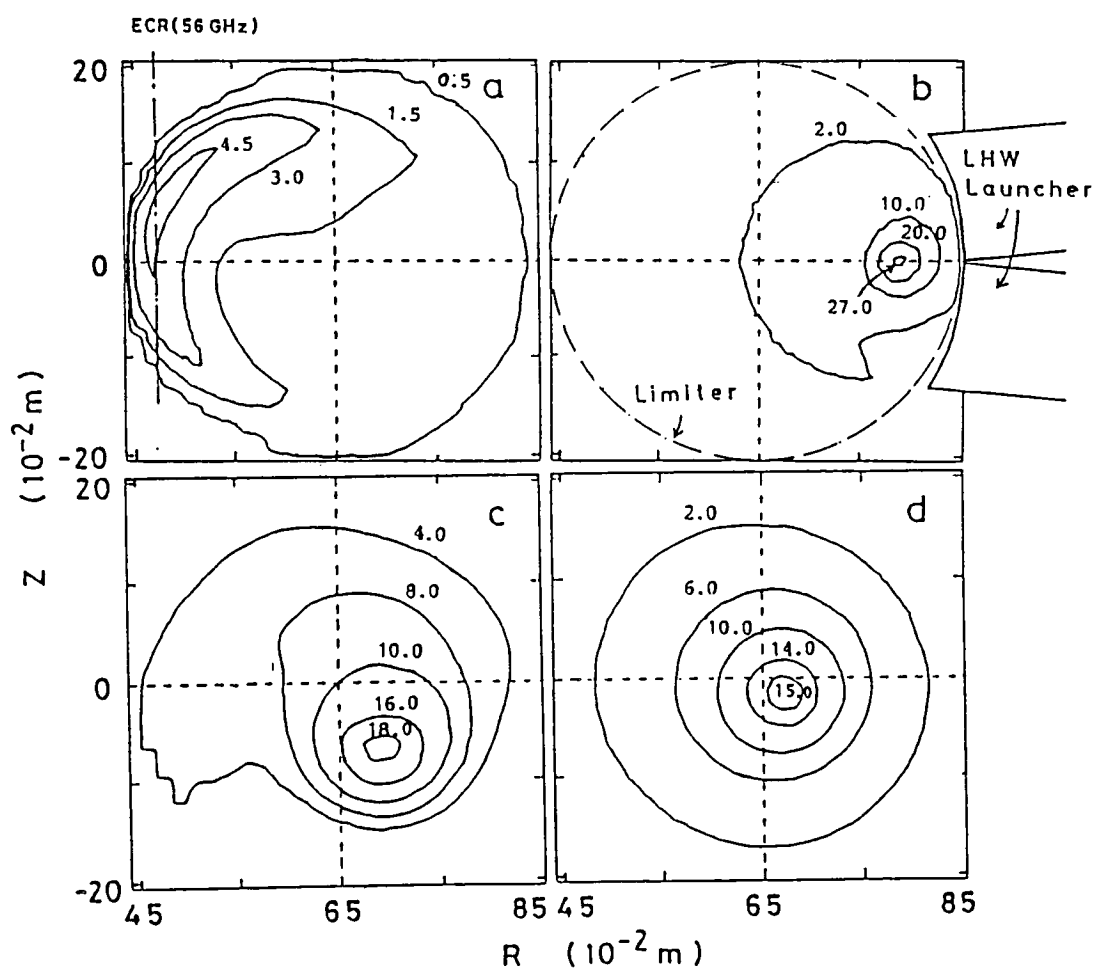
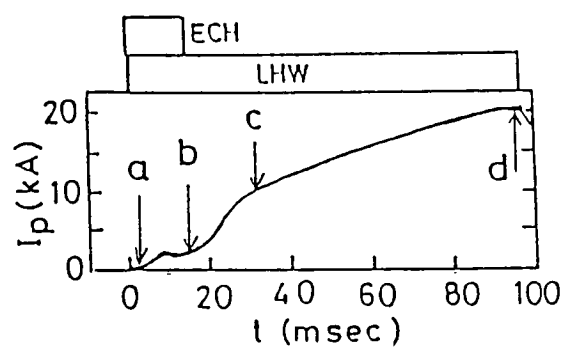
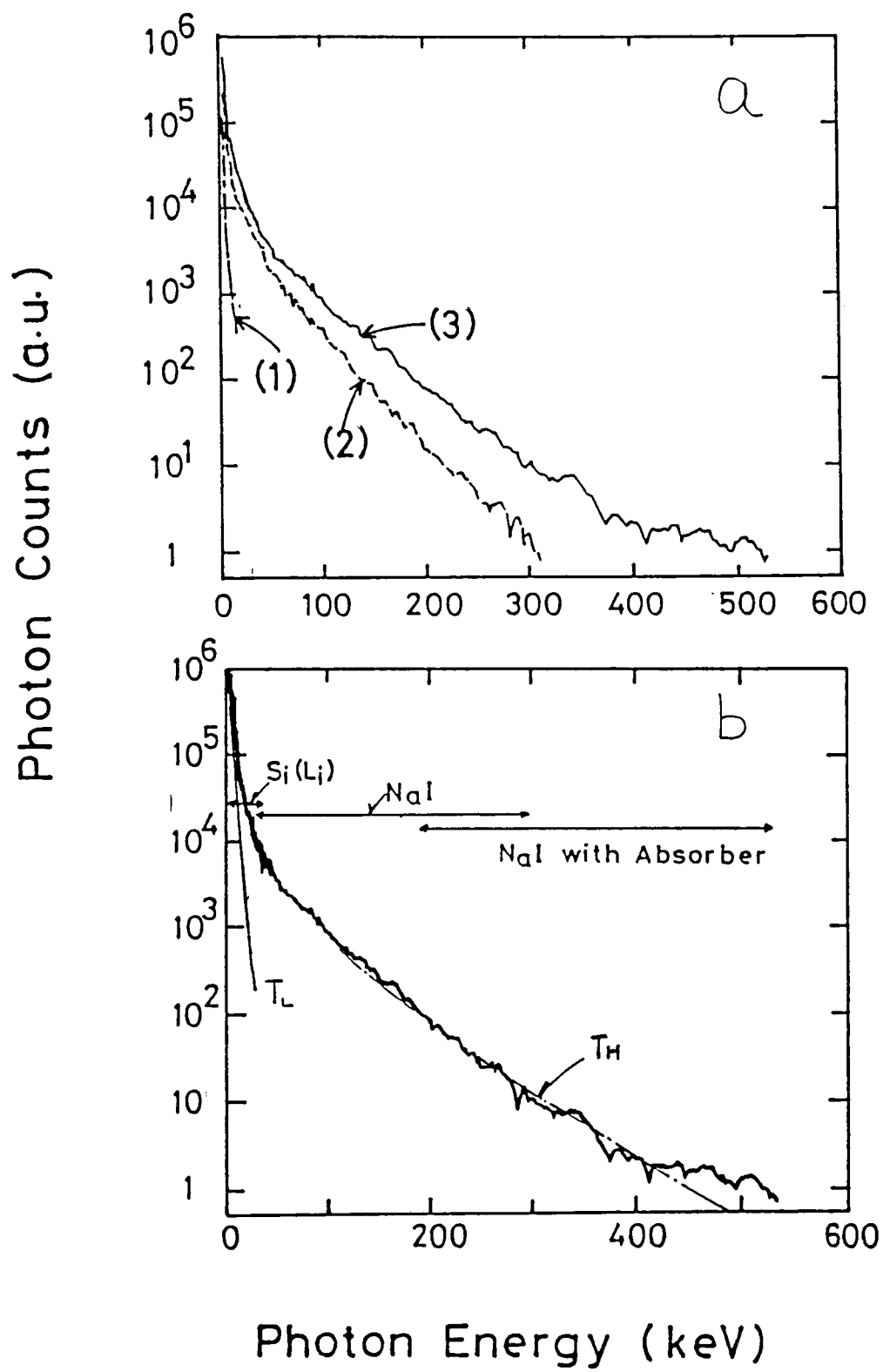
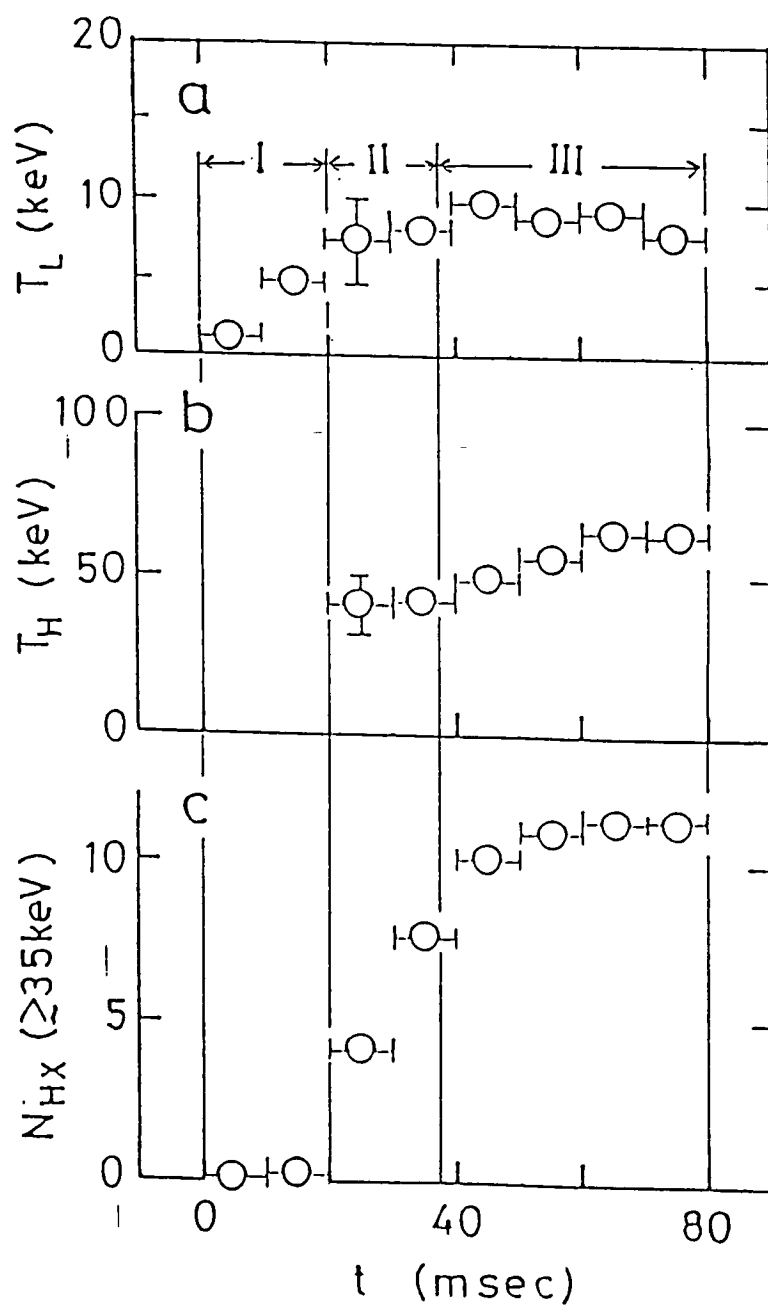


图4-2-3





4-2-5

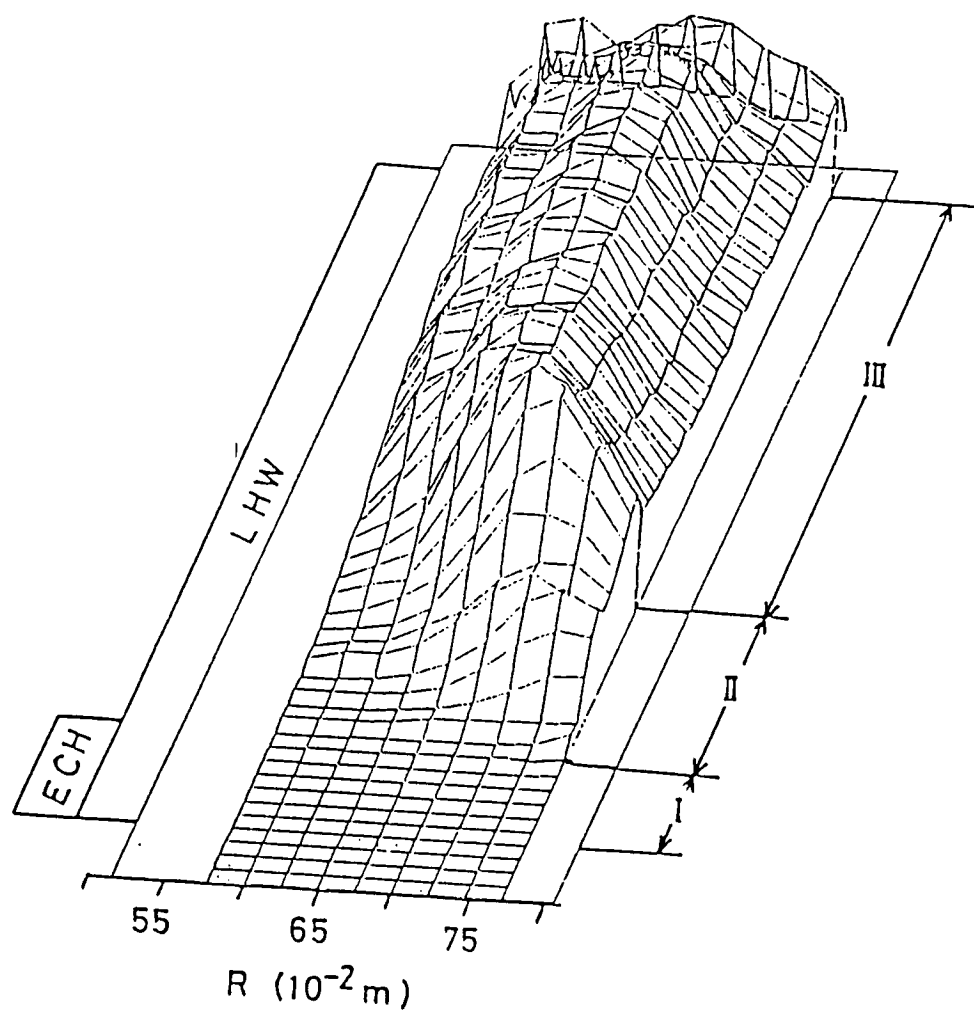


图 4-2-6

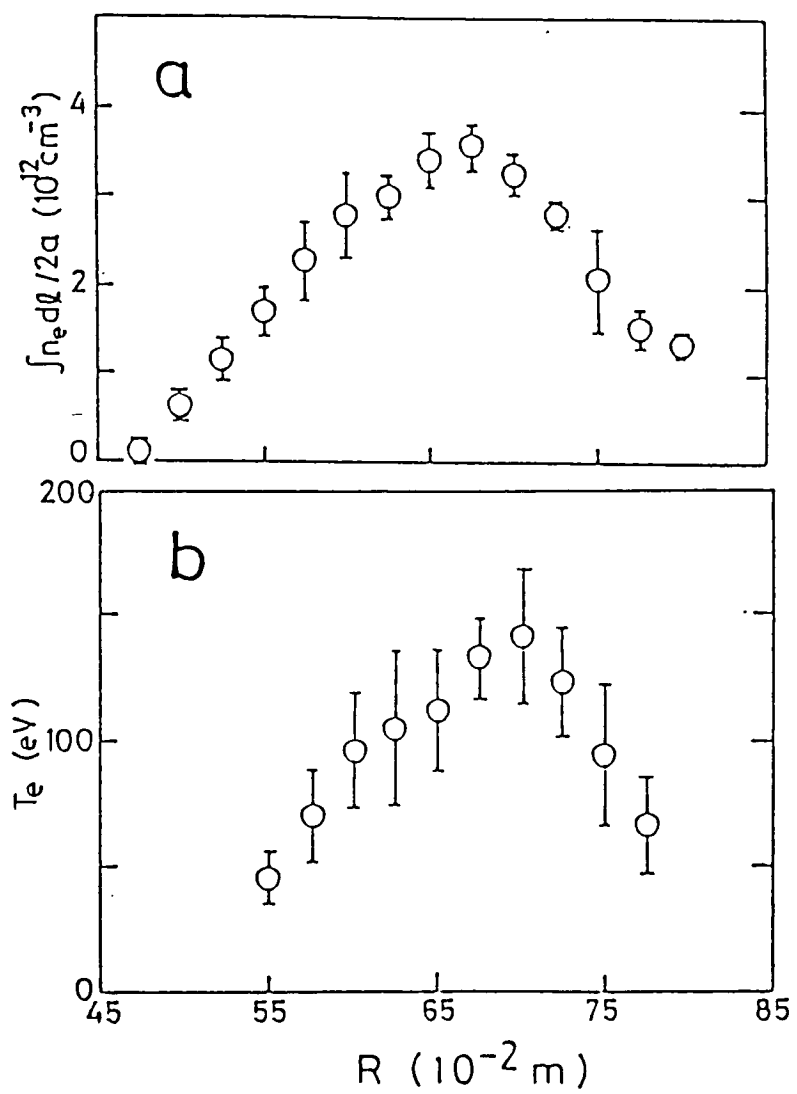
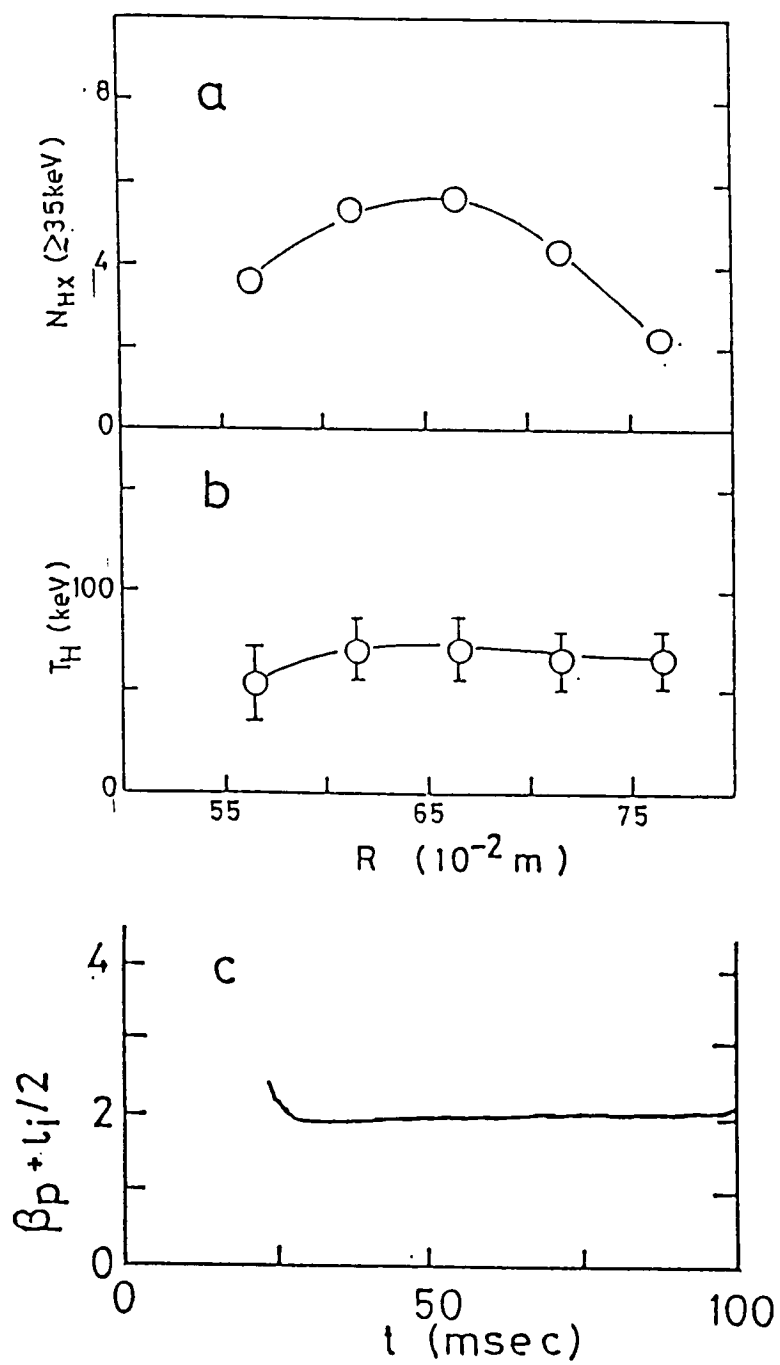
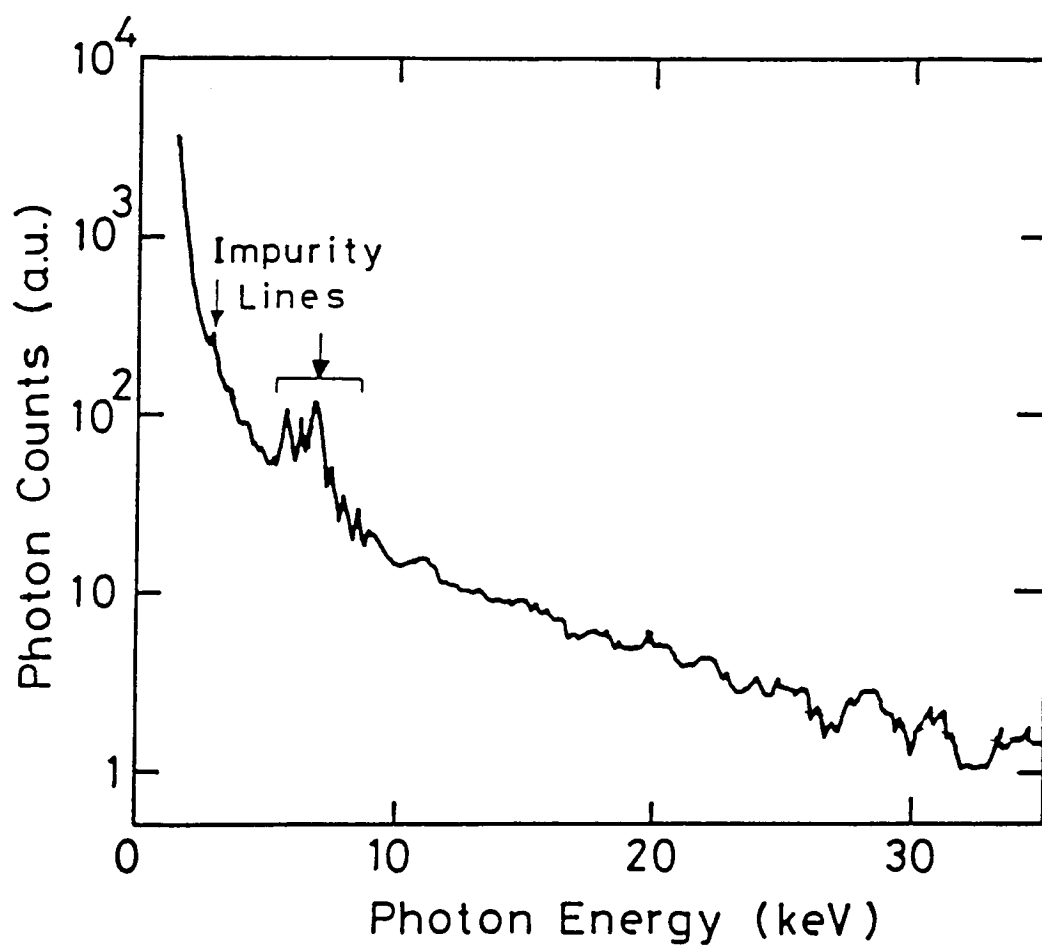


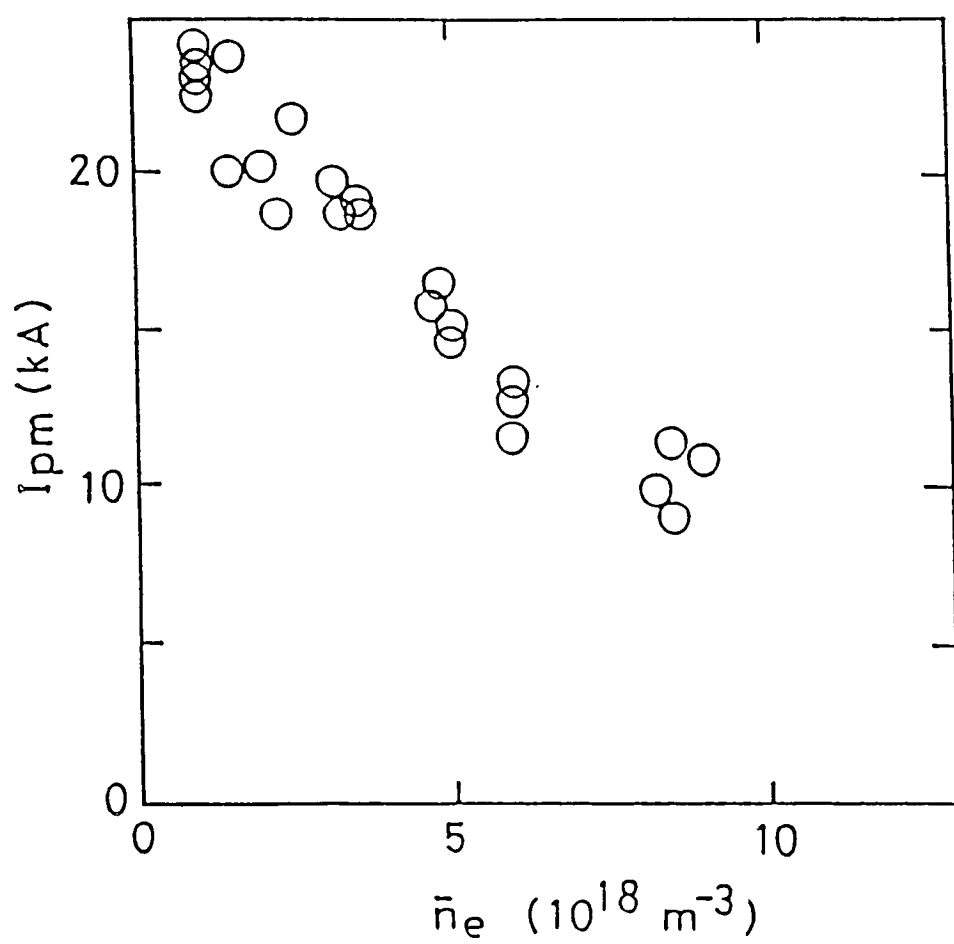
图 4-2-7



4-2-8

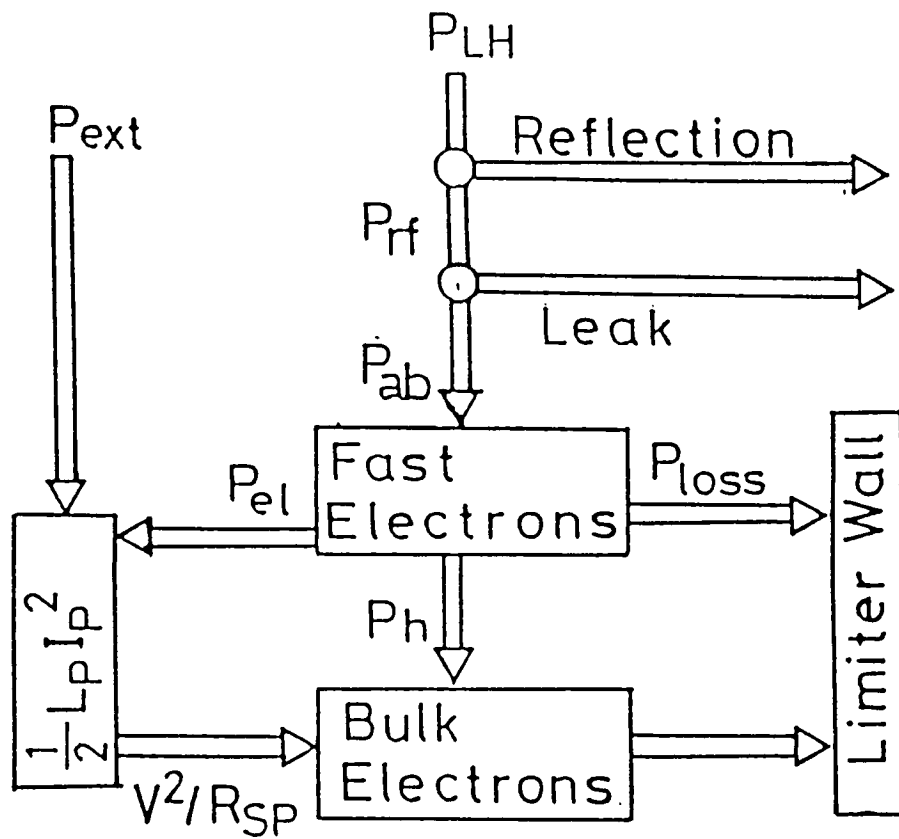


4-2-9

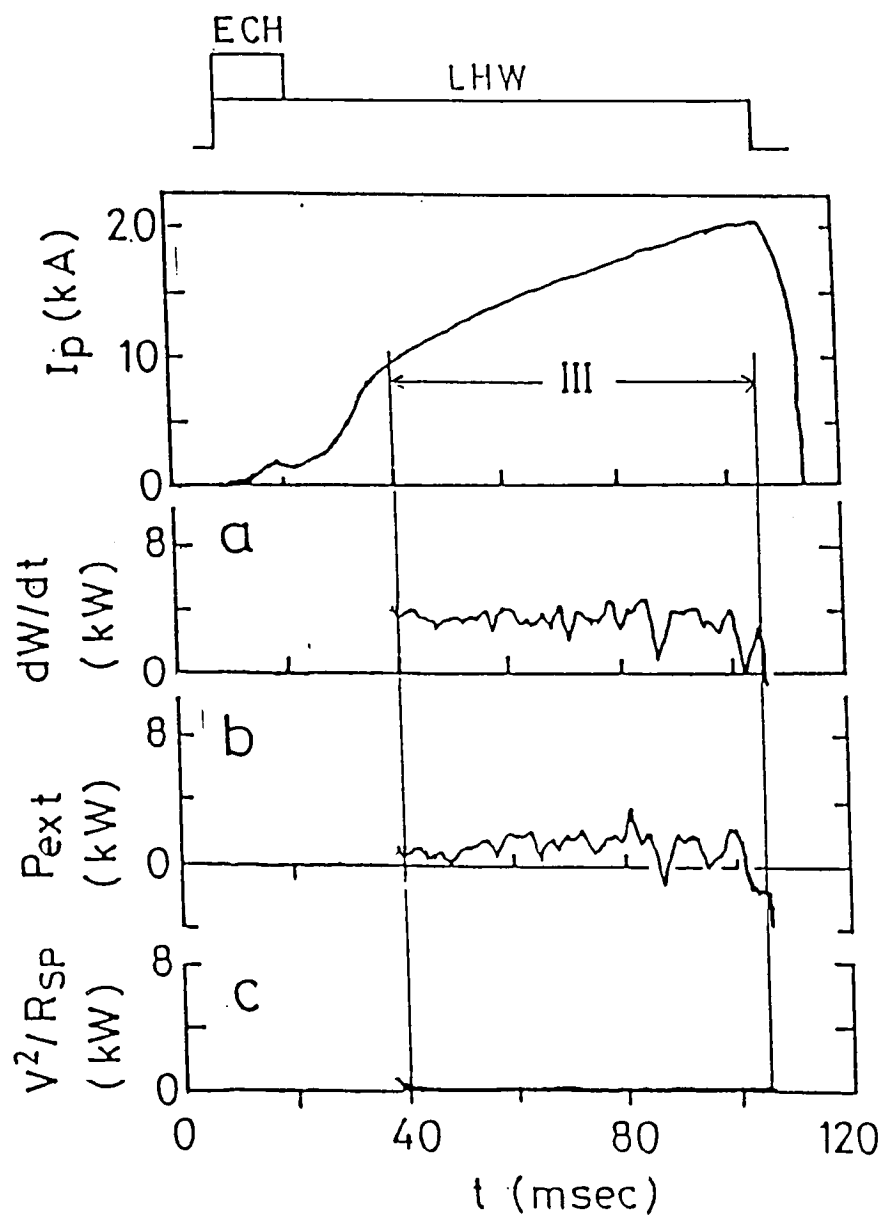


4-2-10

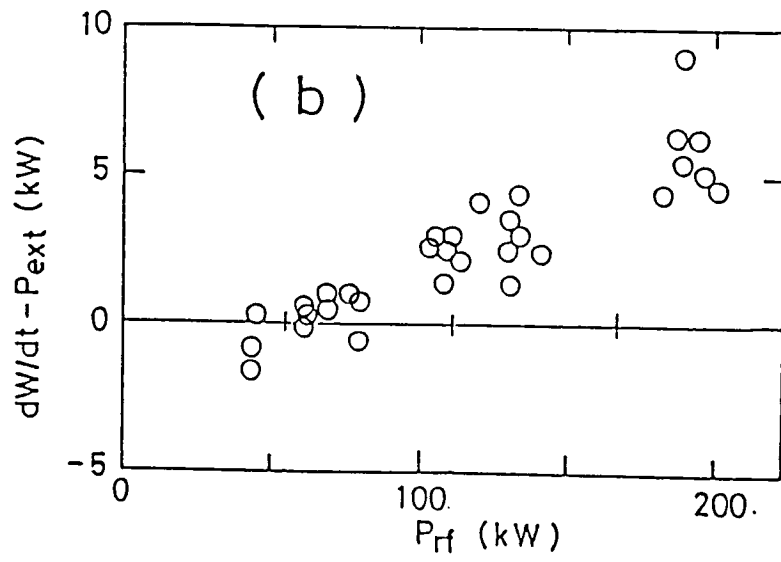
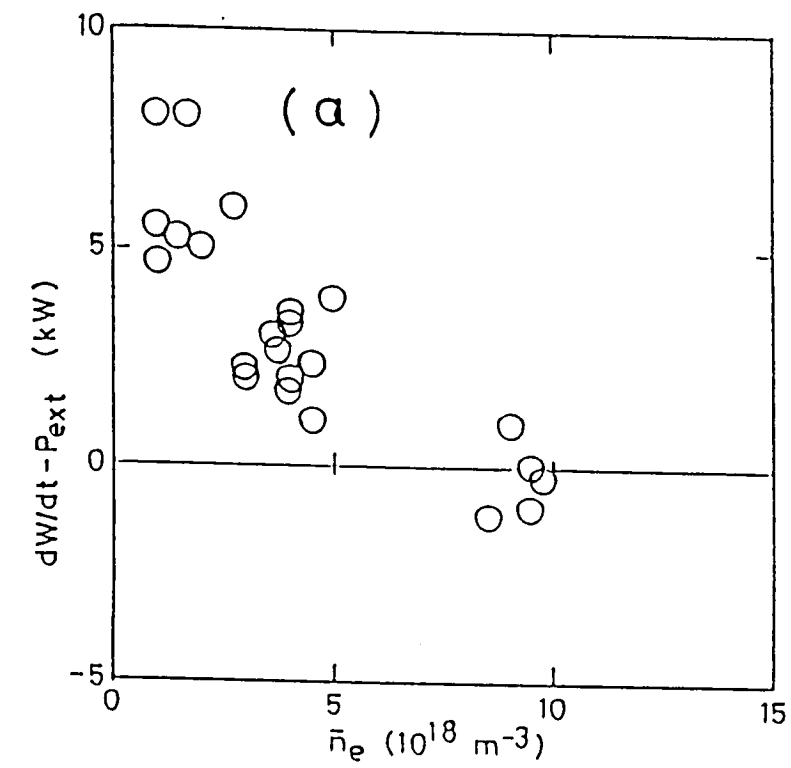




4-2-11



4-2-12



4-2-13

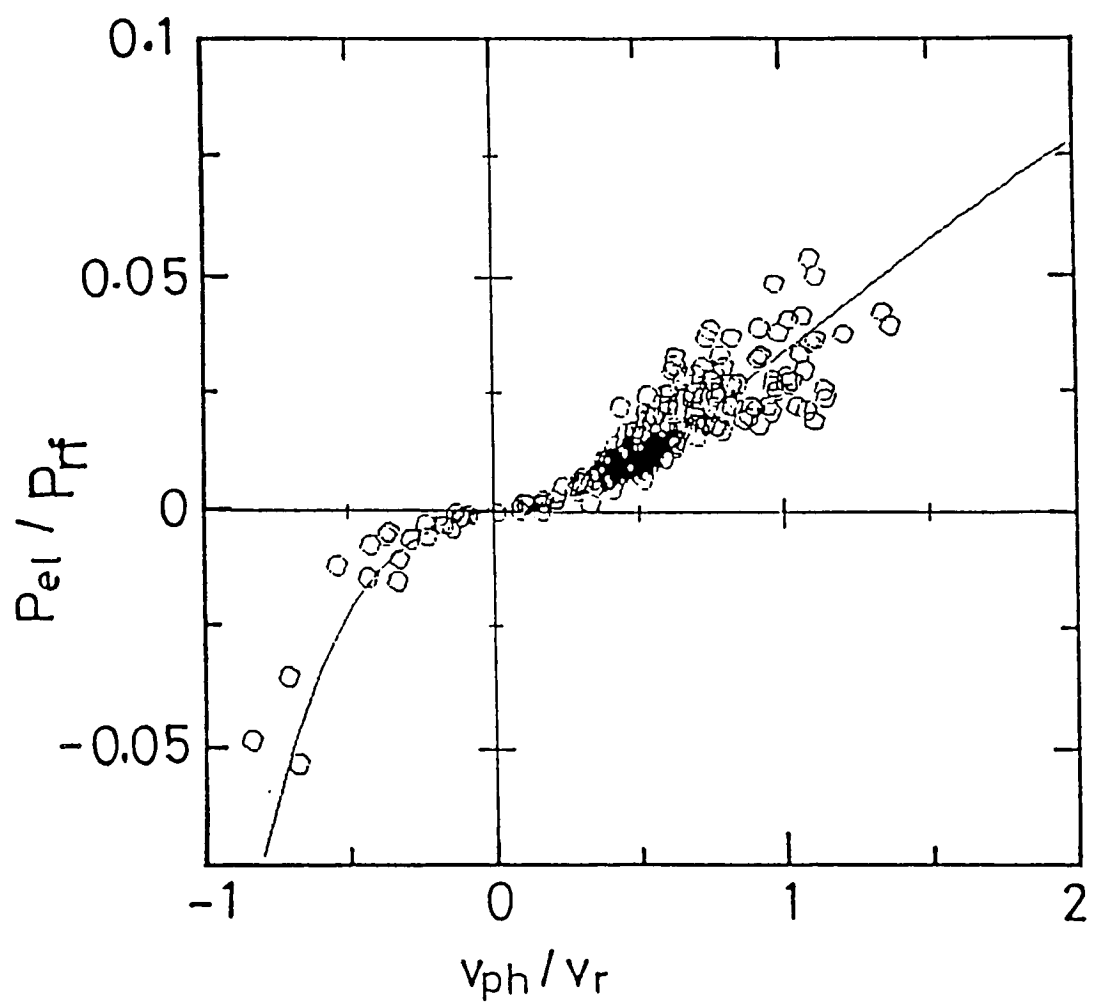
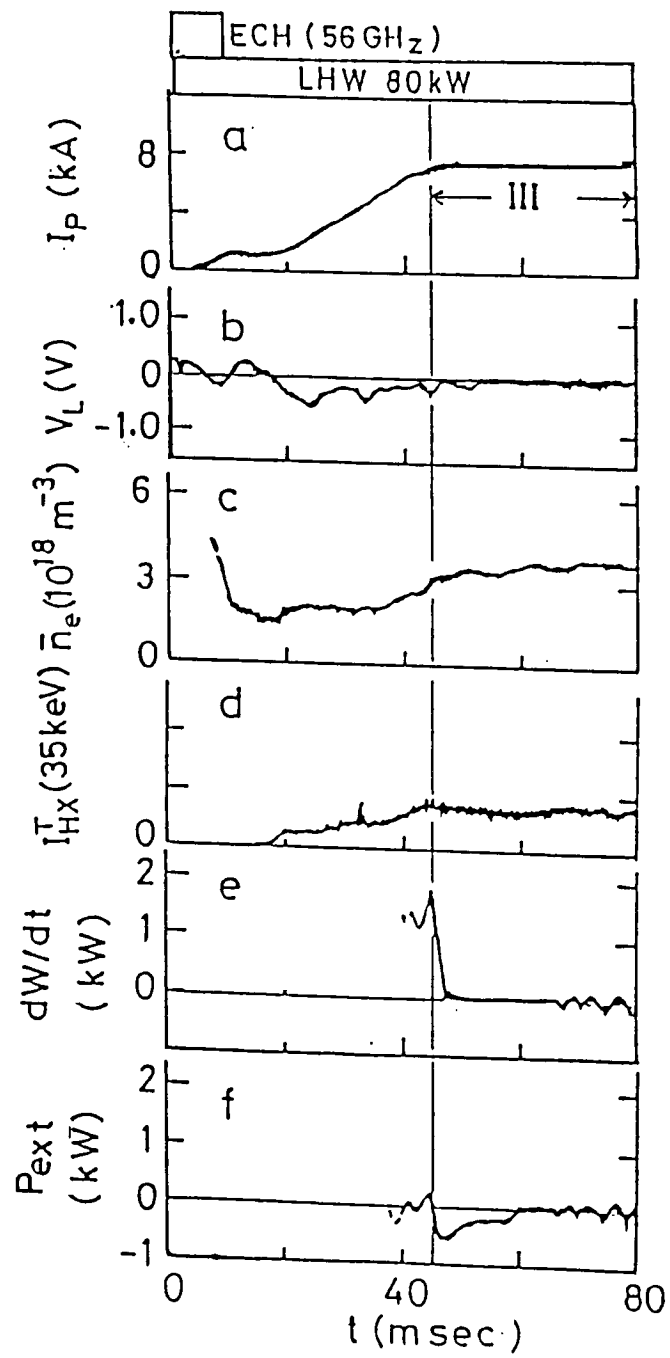


图 4-2-14



④ 4-2-15

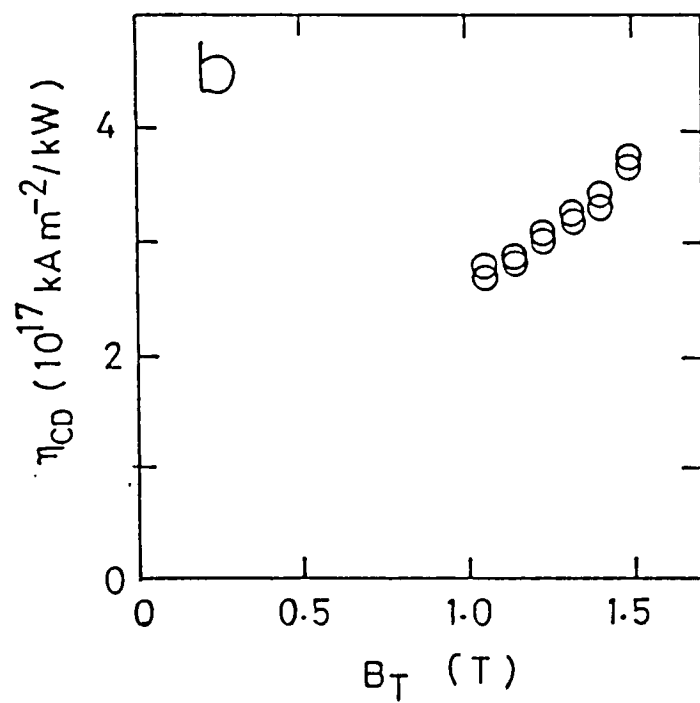
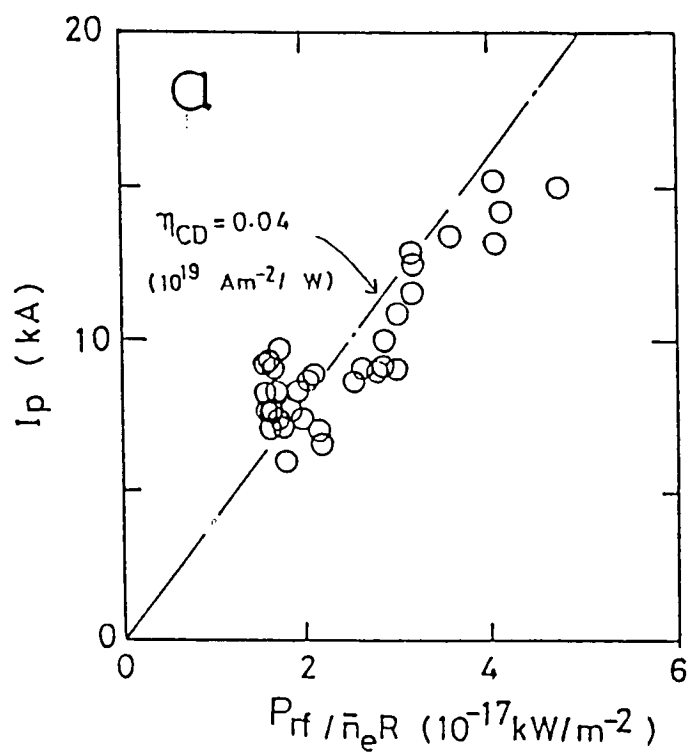


图 4-2-16

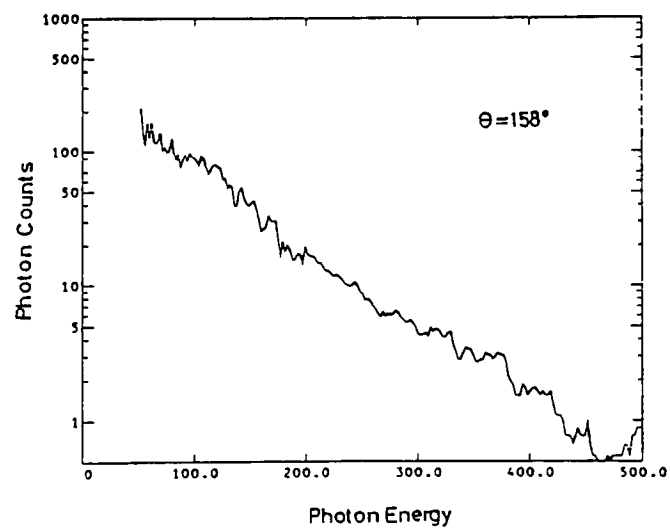
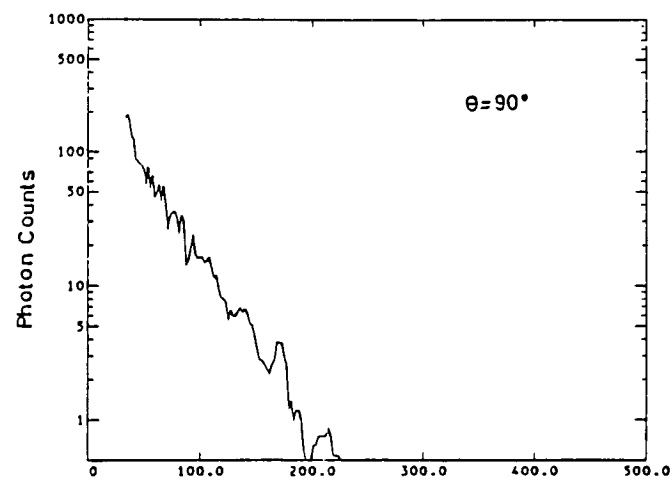
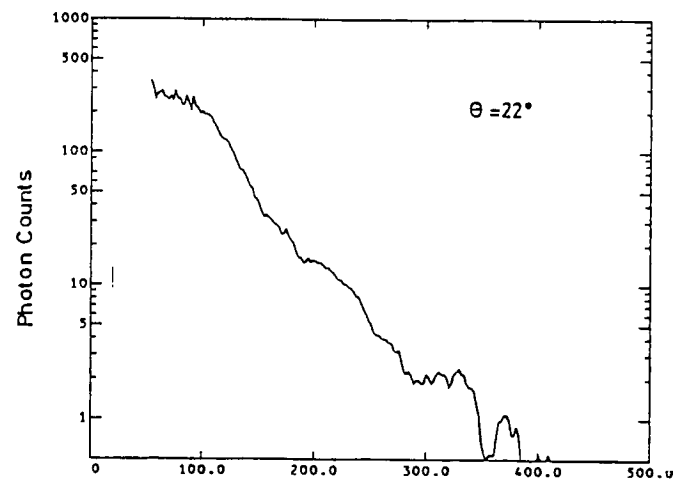
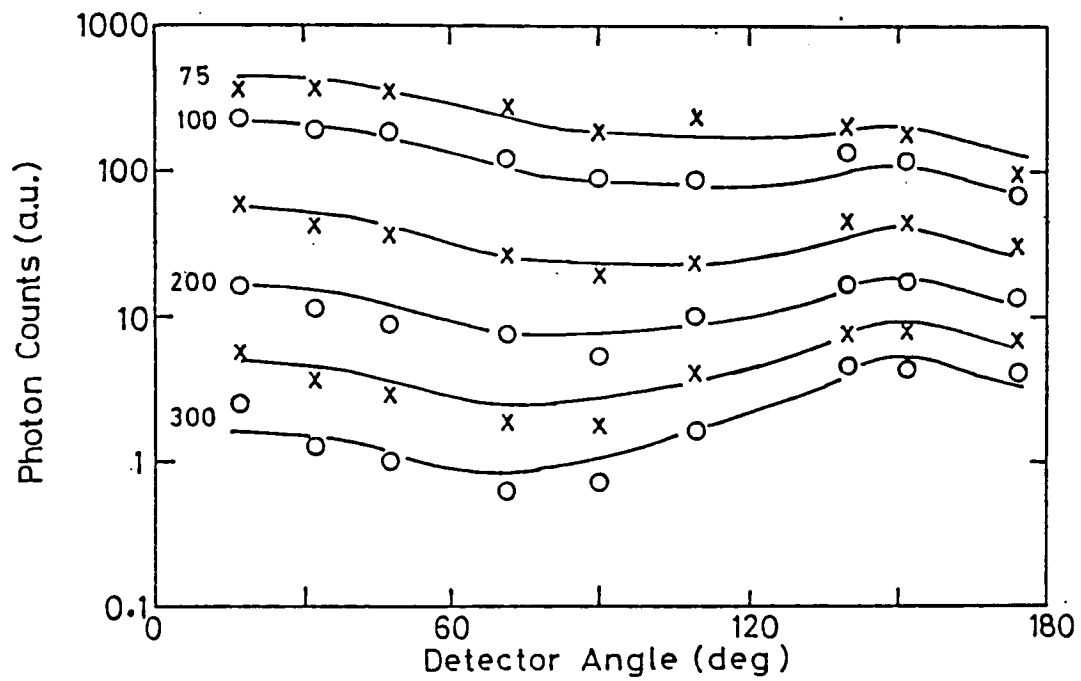
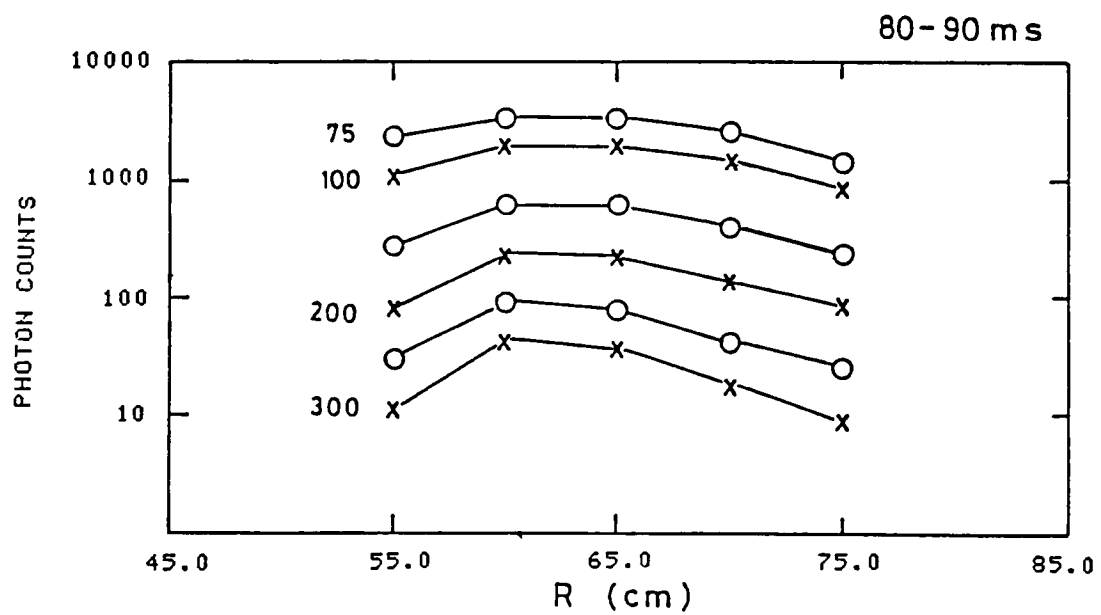


图 4 2-17

a



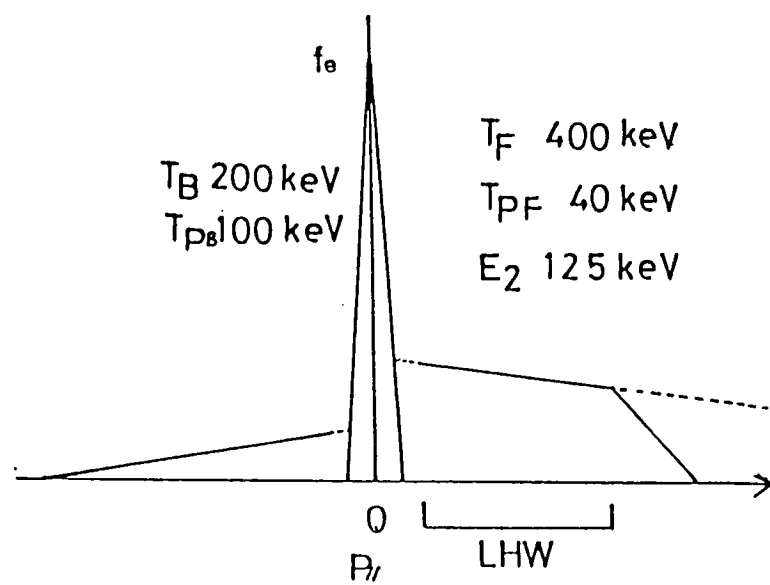
b



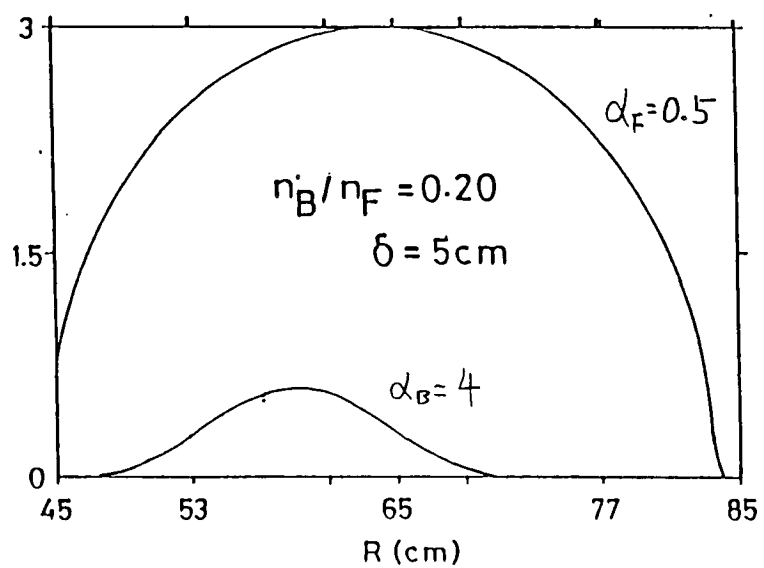
4-2-18



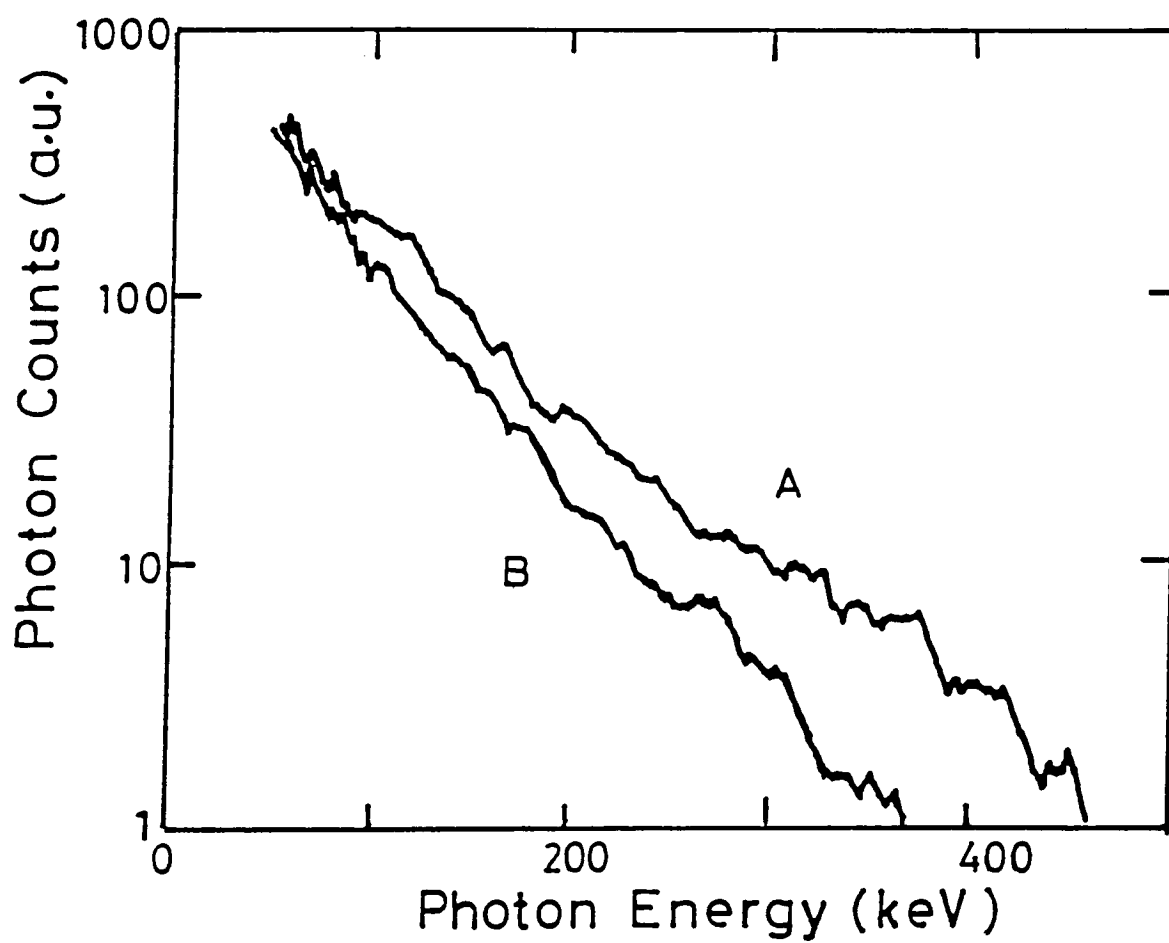
a: 速度空间



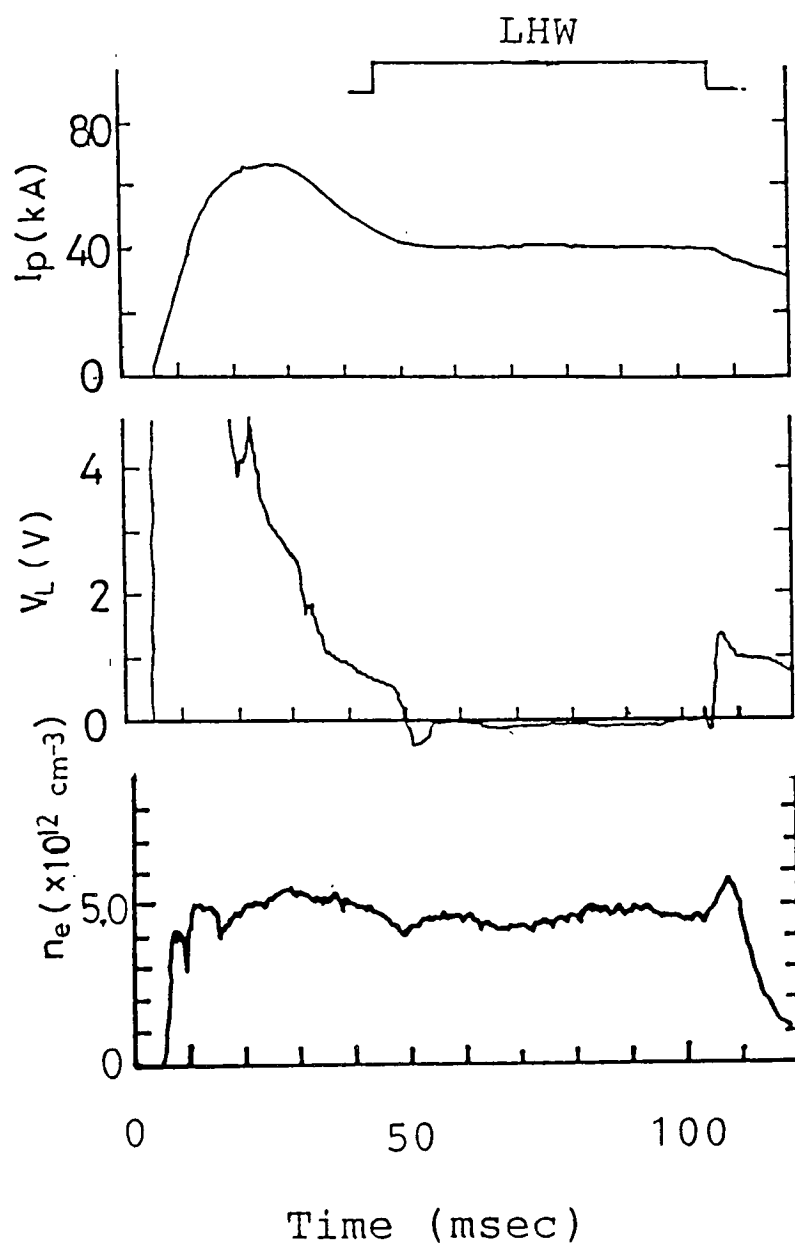
b: 实空间



	$\Delta I_p / \Delta t$ (kA / s)	$T_{Fit}$ (keV)
A	170	120
B	90	87



4-2-20



4-2-2

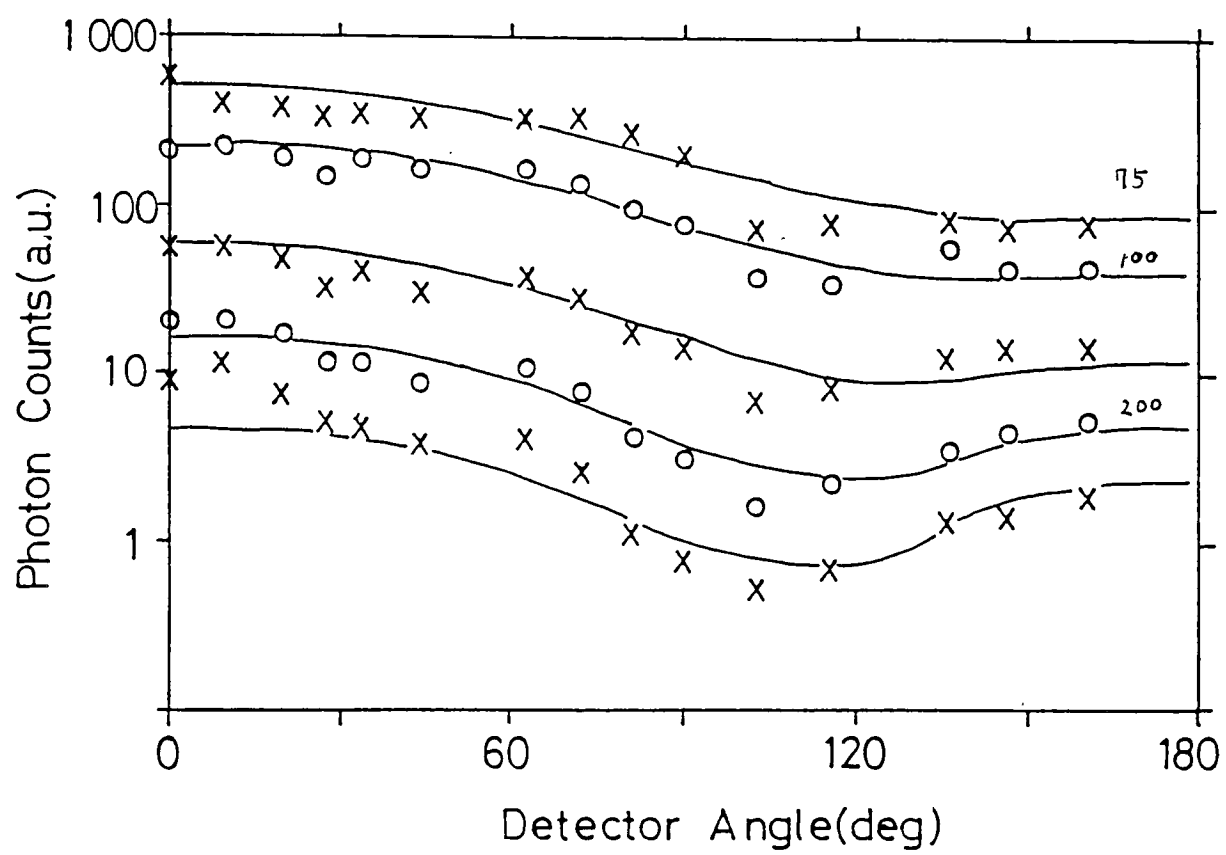
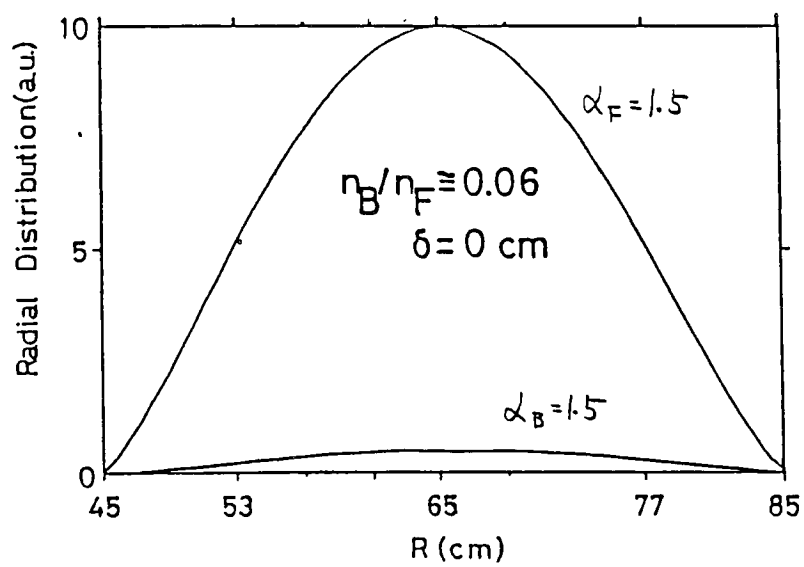
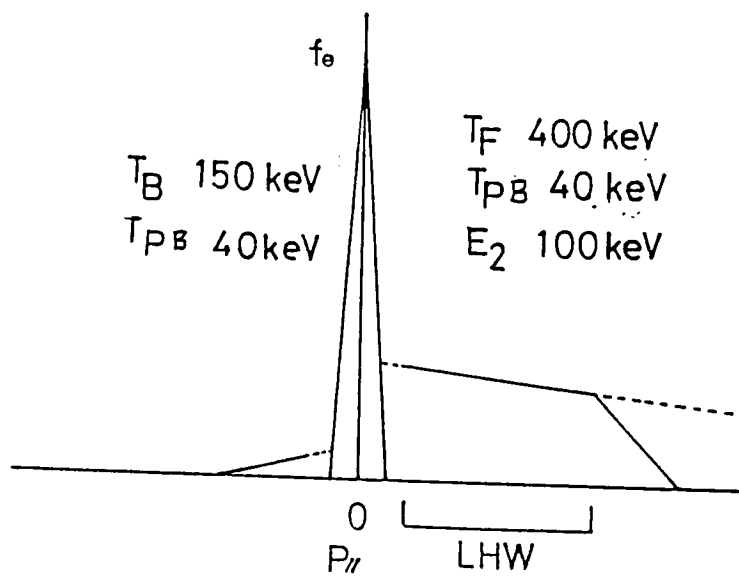


图 4-2-22



4-2-23

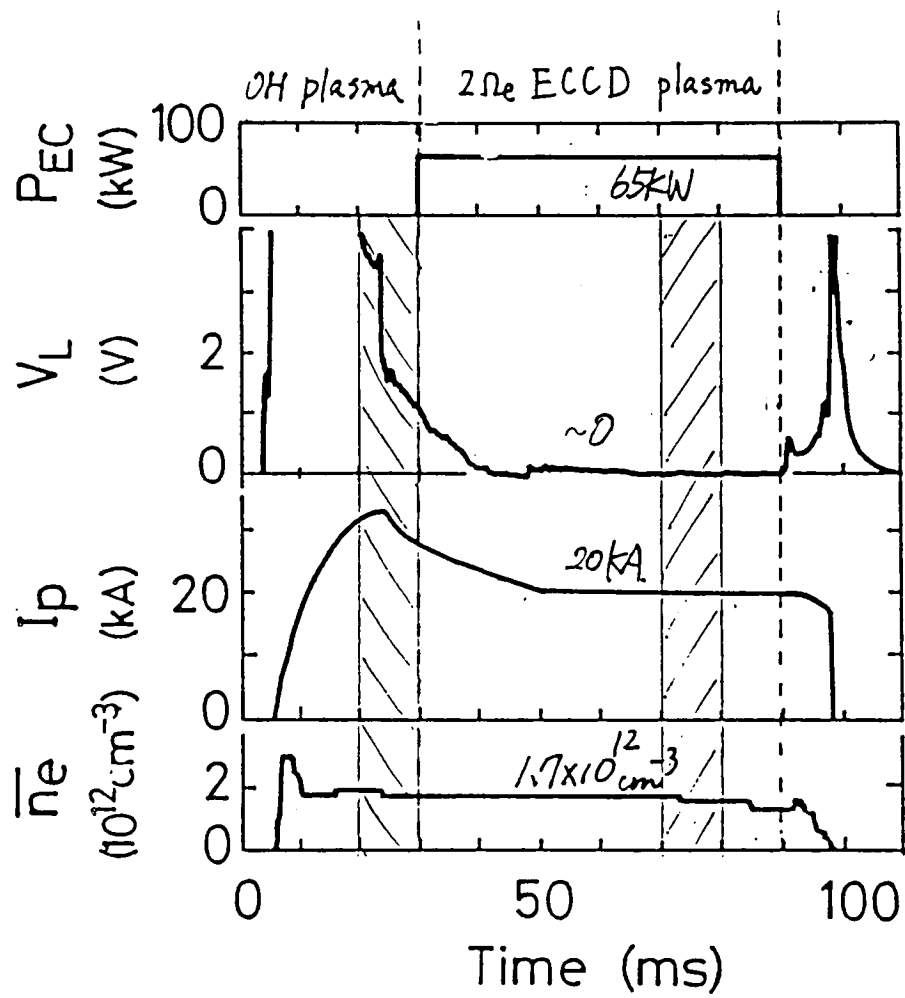
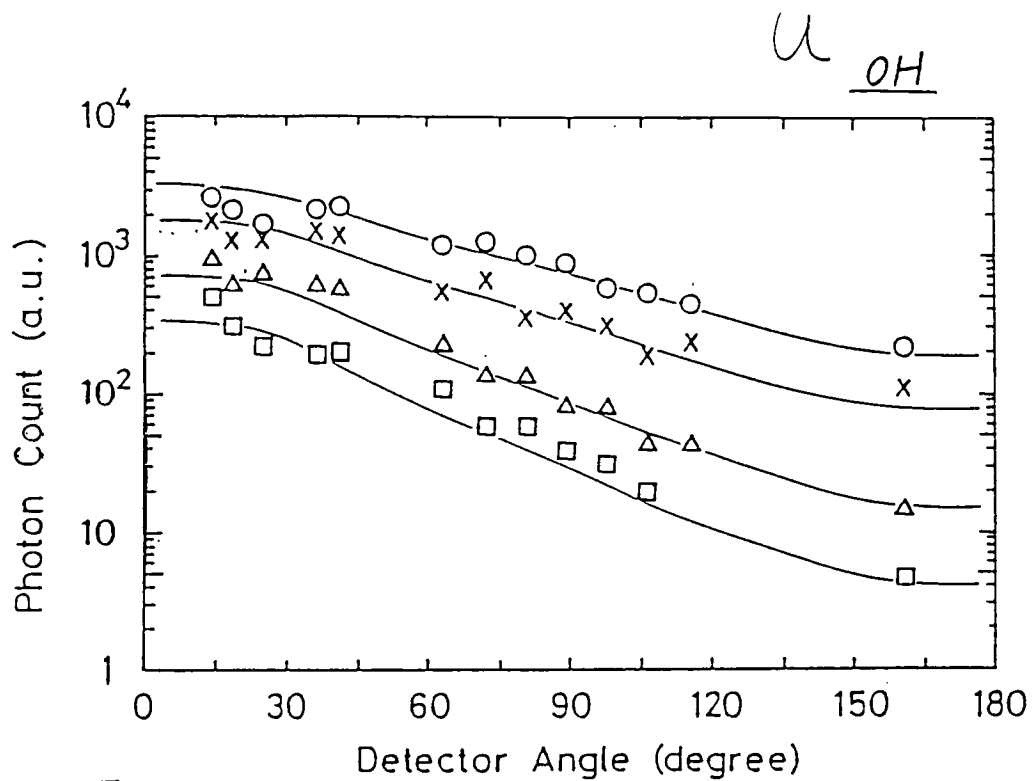


图 4-2-24



- 75 keV
- × 100 keV
- △ 150 keV
- 200 keV

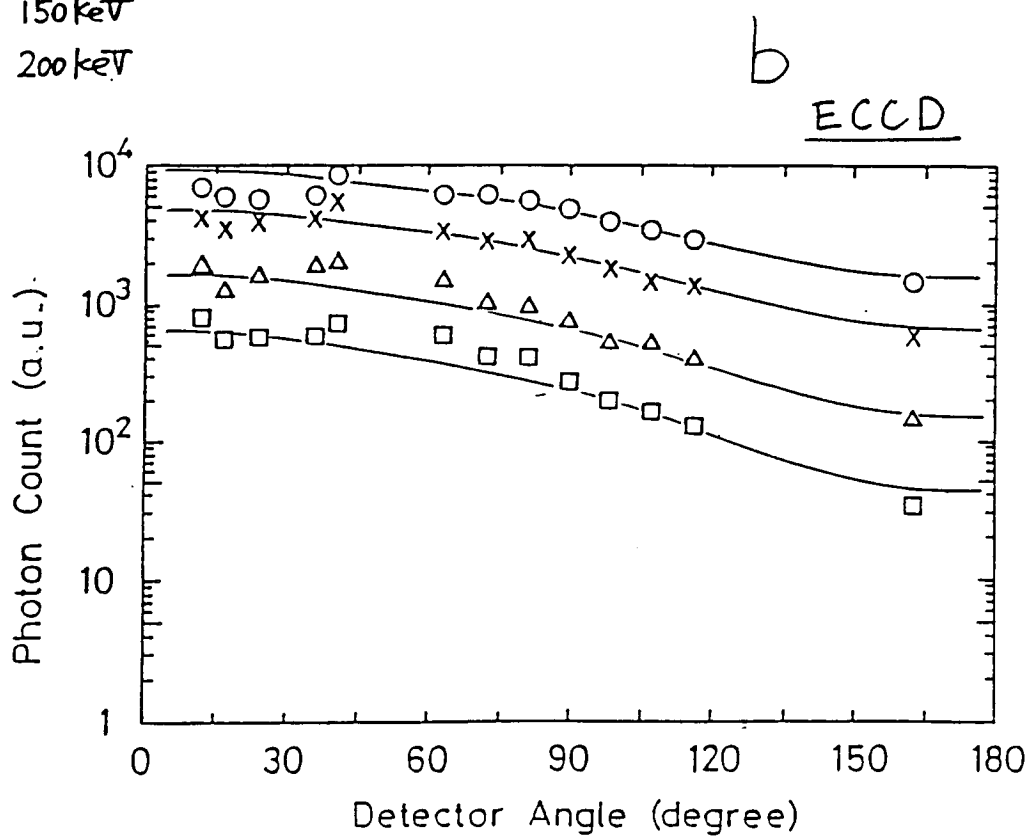
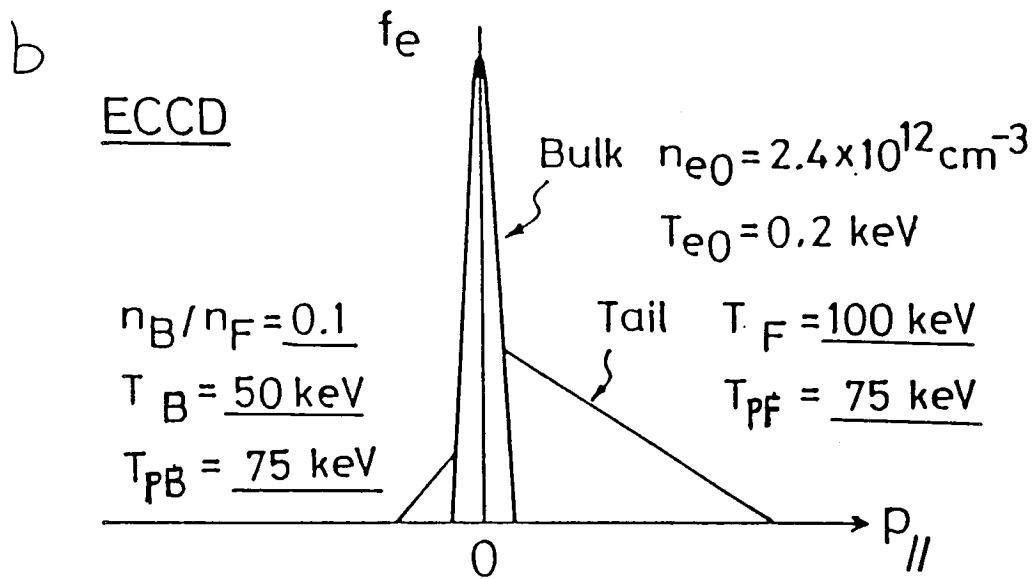
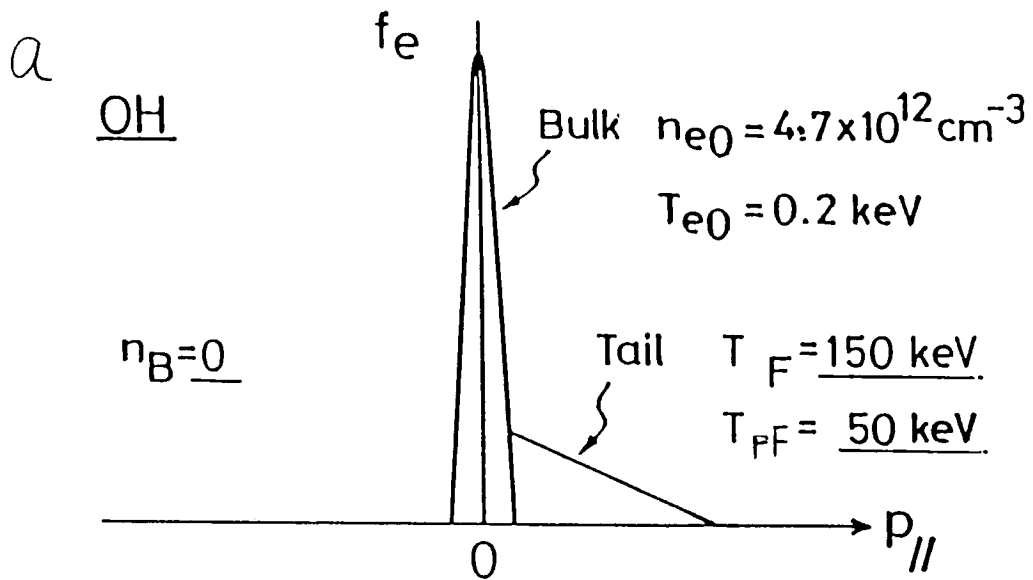
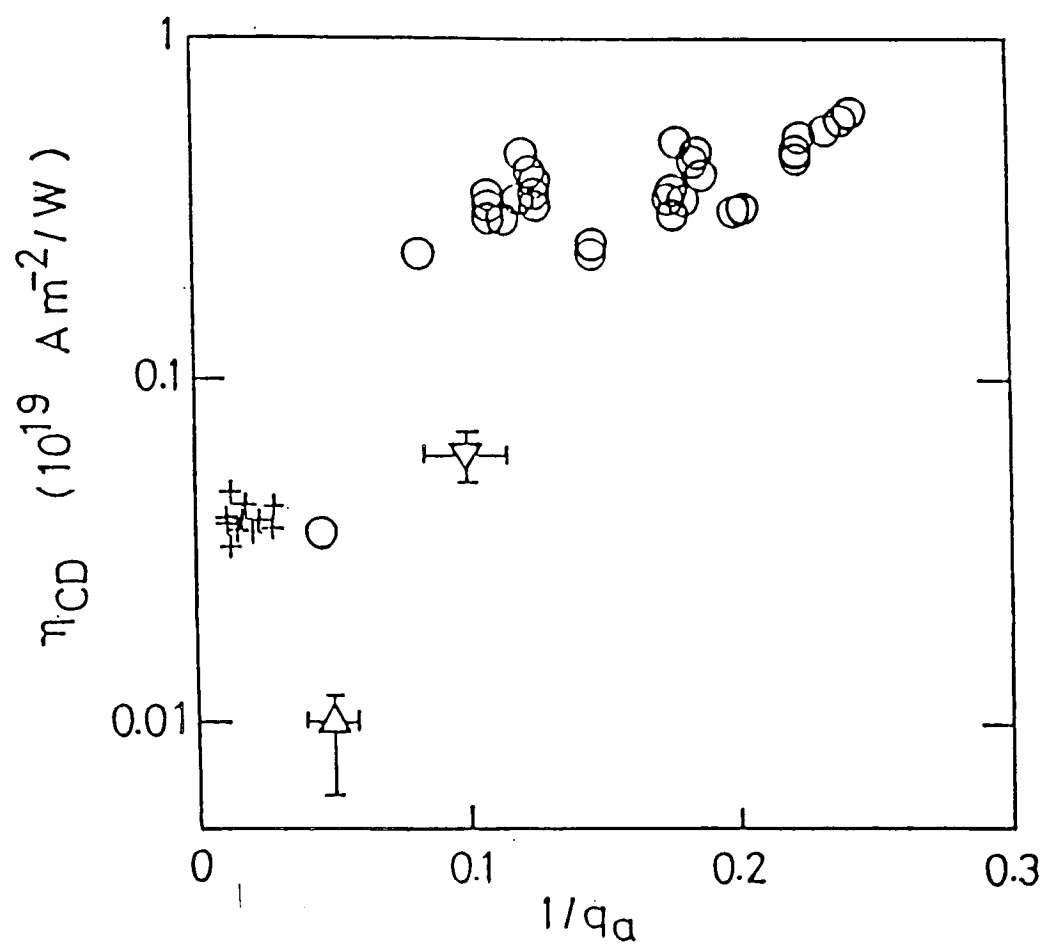


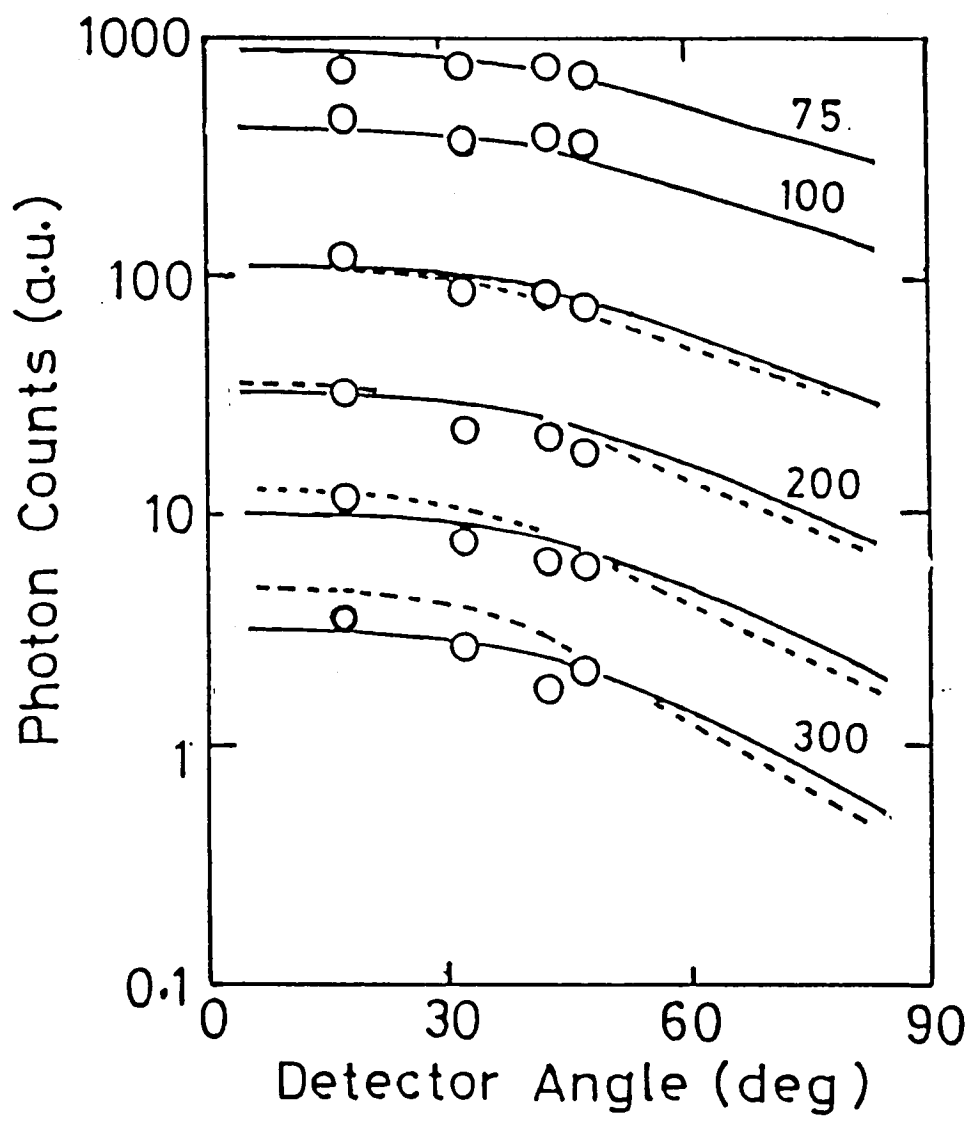
图 4-2-25







125-1



5-2

Parameters for the fitting

	LHCS	rf- tokamak
$T_F$ (keV)	400 -50,+100	400 -50,+100
$T_{PF}$ (keV)	40 $\pm 5$	40 $\pm 5$
$E_2$ (keV)	100 $\pm 25$	125 $\pm 25$
$T_B$ (keV)	150 $\pm 25$	200 $\pm 25$
$T_{PB}$ (keV)	40 $\pm 5$	100 $\pm 25$
$n_{Ba}/n_{Fe}$ (%)	6 $\pm 2$	20 $\pm 5$

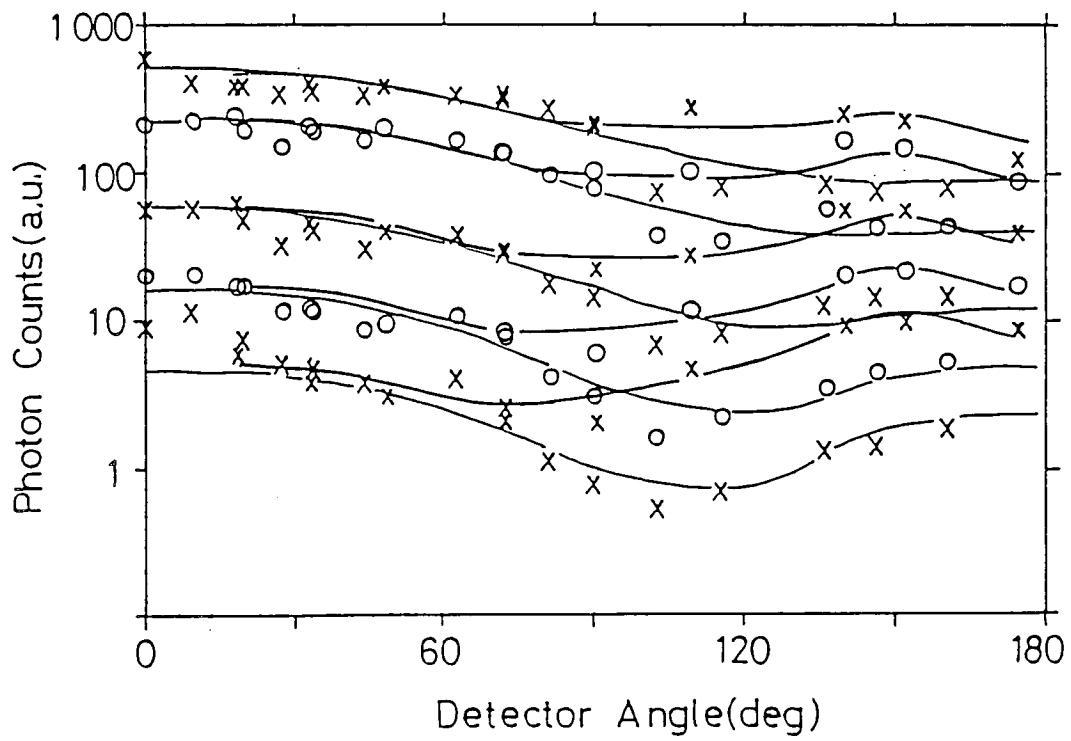


图5-3

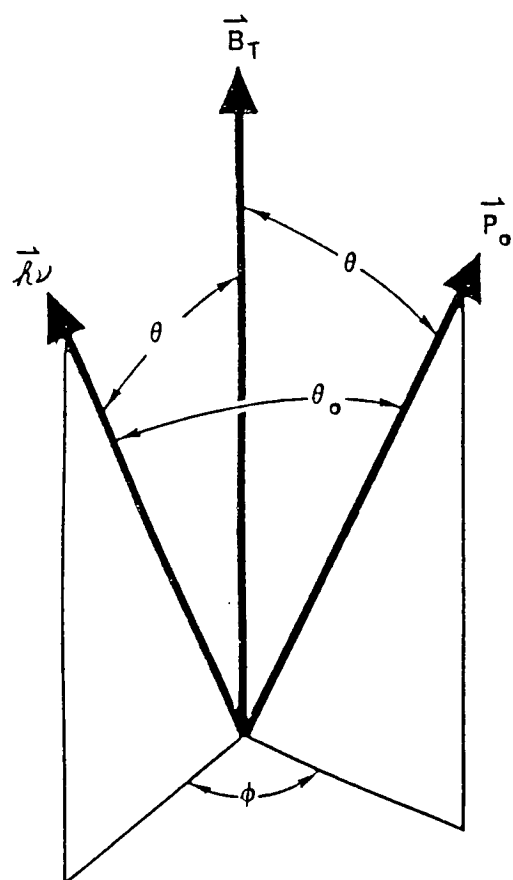
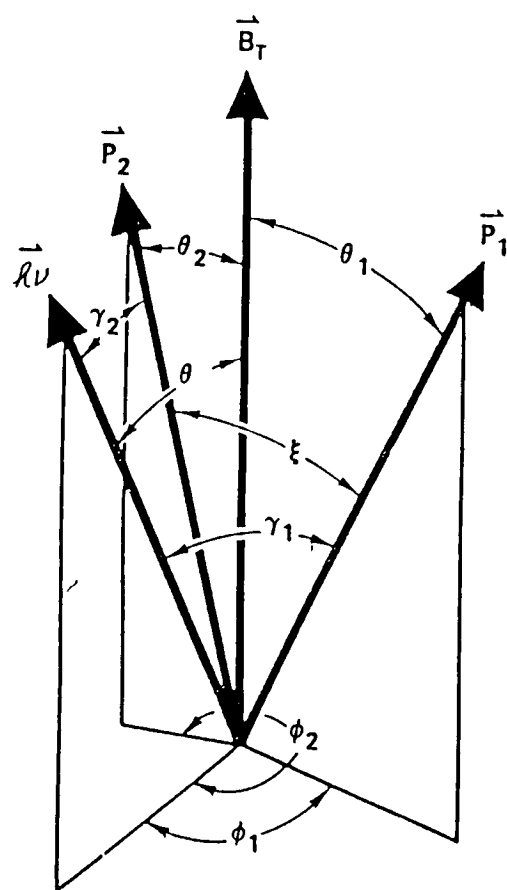


图 AP-1



12 AP-2